

## 6 Ergebnisse und deren Interpretation

Viele der bisherigen Untersuchungen von laminaren und turbulenten Filmströmungen haben gezeigt, dass die in Abbildung 4.6 dargestellten Wellenformen in weitere Reynolds-Zahlenbereiche eingeteilt werden müssen.

Gerade die Beschreibung der verschiedenen Wellenformen und Charakteristika für schwerkraftgetriebene und schubspannungsgetriebene Flüssigkeitsfilme sind für die Beschreibung des Wärme- und Stoffübergangs von entscheidender Bedeutung.

Für die Bestimmung der Filmdicke eines flüssigen transparenten Films wurden in der Arbeit verschiedene Messmethoden untersucht. Jedes Prinzip hat im Rahmen der Einsatzmöglichkeiten seine Vor- und Nachteile.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Filmdicken- und Wellengeschwindigkeitsuntersuchungen präsentiert. Dabei kann zwischen zwei unterschiedlichen Messkampagnen sowohl für das strukturierte als auch für das unstrukturierte Rohr unterschieden werden. Messungen mit verschiedenen Luftströmungen und Systemdrücken wurden an fünf verschiedenen Messpositionen entlang der Messstrecke durchgeführt ( $z = 50, 360, 670, 980, 1290$  mm). Ein Großteil der Messungen mit dem CHR-Messkopf und der HS-Kamera wurden bei Umgebungsbedingungen hauptsächlich an drei Messstellen entlang der Messstrecke ( $z = 200, 800, 1400$  mm) aufgenommen. Hierbei fanden Messungen in vier verschiedenen Messpositionen um jeweils  $\beta = 90^\circ$  versetzt auf jeder Messebene statt.

Abhängig von der Filmaufgabe kann die Entstehung von Wellen bei variierenden Reynolds-Zahlen sowohl der Luft als auch der Flüssigkeitsströmung untersucht werden. Die Dauer der Messungen variierte zwischen zwei Sekunden für Messungen mit der HS-Kamera und hohen Reynolds-Zahlen ( $Re_G < 50000$ ) der Luftströmung und 100 Sekunden für Messungen der Welligkeit und der Frequenzen mit dem CHR-Messsystem am reinen Fallfilm. Die Messfrequenz variierte dabei zwischen  $f = 166 - 2000$  Hz.

Bei der Verdunstung und Verdampfung von Flüssigkeitsfilmen an einem strukturierten und unstrukturierten Rohr wurden Messungen des Wärmetransports durchgeführt. Dabei fanden Messungen unter drei unterschiedlichen Randbedingungen statt. Weiterhin wurden Messungen mit einer IR-Kamera durchgeführt.

- Verdunstung des Flüssigkeitsfilms an die Umgebung bei  $p_{abs} \approx 1$  bar und ruhender Luft bei  $T_U \approx 300$  K
- Verdampfung des Flüssigkeitsfilms bei Drücken bis  $p_{abs} \approx 6$  bar
- Verdunstung des Flüssigkeitsfilms bei verschiedenen Drücken und verschiedenen Luftmassenströmen
- Messung mit einer IR-Kamera zur Bestimmung der Wandtemperatur

Für all diese Messungen wurde die treibende Temperaturdifferenz zwischen der Ölströmung und der Flüssigkeit bzw. der Luft durch Regelung der Öleintrittstemperatur in die Versuchsanlage variiert.

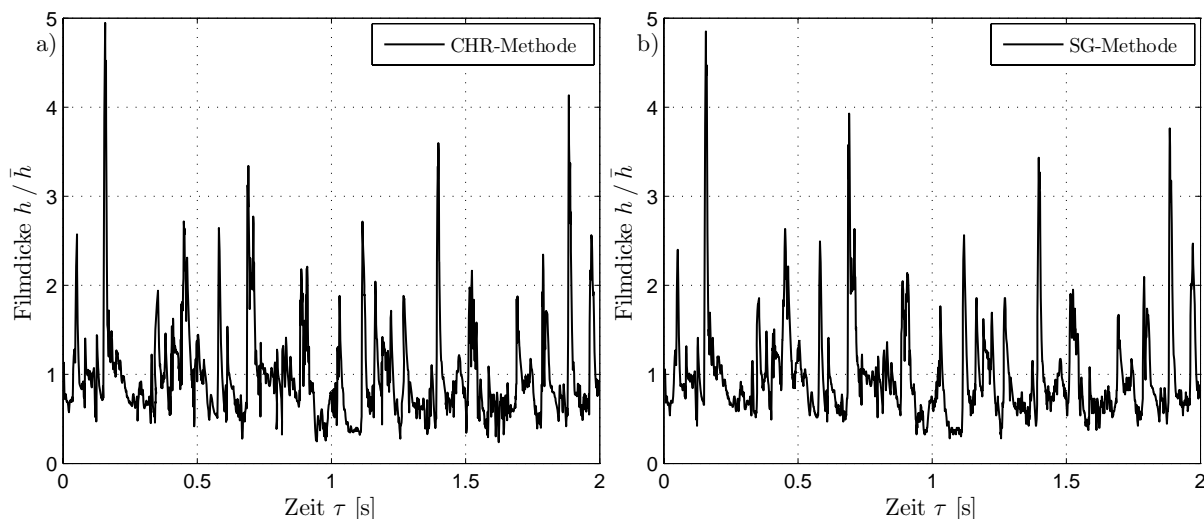
## 6.1 Analyse zur Güte der Filmdickenmessungen

Um die Qualität von Messmethoden zu beurteilen, wird in den meisten Fällen eine Abschätzung der Messfehler vorgenommen. Gerade bei Messungen von instationären Vorgängen wie z.B. das Herabströmen von Flüssigkeitsfilmen ist eine Abschätzung schwierig. In den wenigsten Fällen ist es möglich, eine verwendete Messmethode mit einer im physikalischen Prinzip komplett anderen Messmethode zu vergleichen. Um die in diesem Kapitel präsentierten Messergebnisse in der Qualität richtig einordnen zu können, wird zuerst der Vergleich der beiden verwendeten Messmethoden präsentiert.

### 6.1.1 Gegenüberstellung von Ergebnissen der CHR- und SG-Messung

Die Ergebnisse der SG-Methode lieferten die mit Abstand qualitativ und quantitativ besten Ergebnisse in der Arbeit. So war es nicht nur möglich, Filmdicken von Flüssigkeitsfilmen zu detektieren sondern auch Filmstrukturen und Wellengeschwindigkeiten im berührungslosen Zustand zu ermitteln.

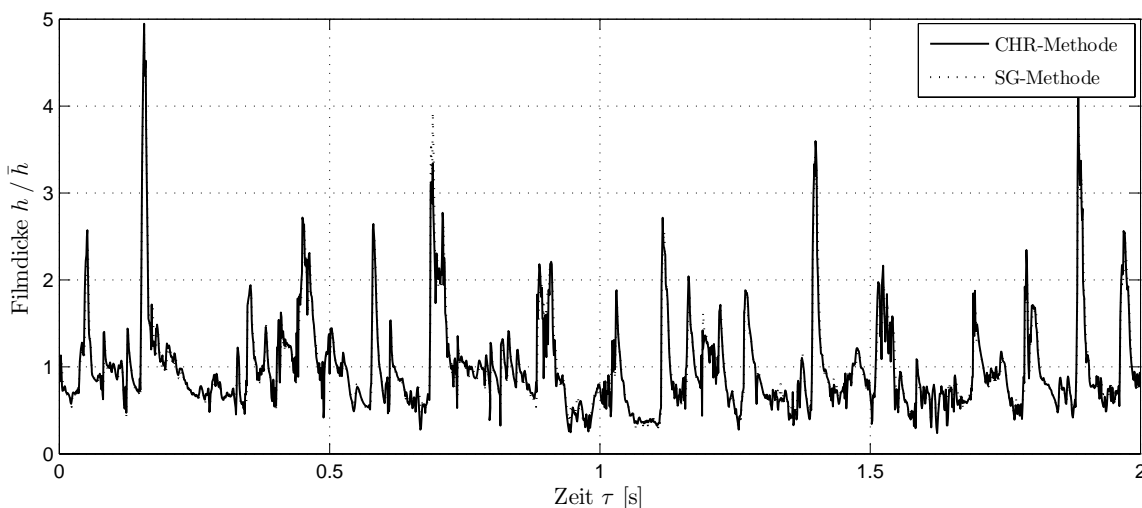
Messungen mit der CHR-Methode können nur im sogenannten „offenen Anlagenzustand“ durchgeführt werden. Die CHR-Methode misst direkt bei einfacher Implementierung und geringem Justieraufwand die Schichtdicke für transparente Medien, deren Brechungsindex bekannt ist, und dies mit höchster Genauigkeit.



**Abb. 6.1:** a) Filmverlauf mit der CHR-Methode    b) Filmverlauf mit der SG-Methode

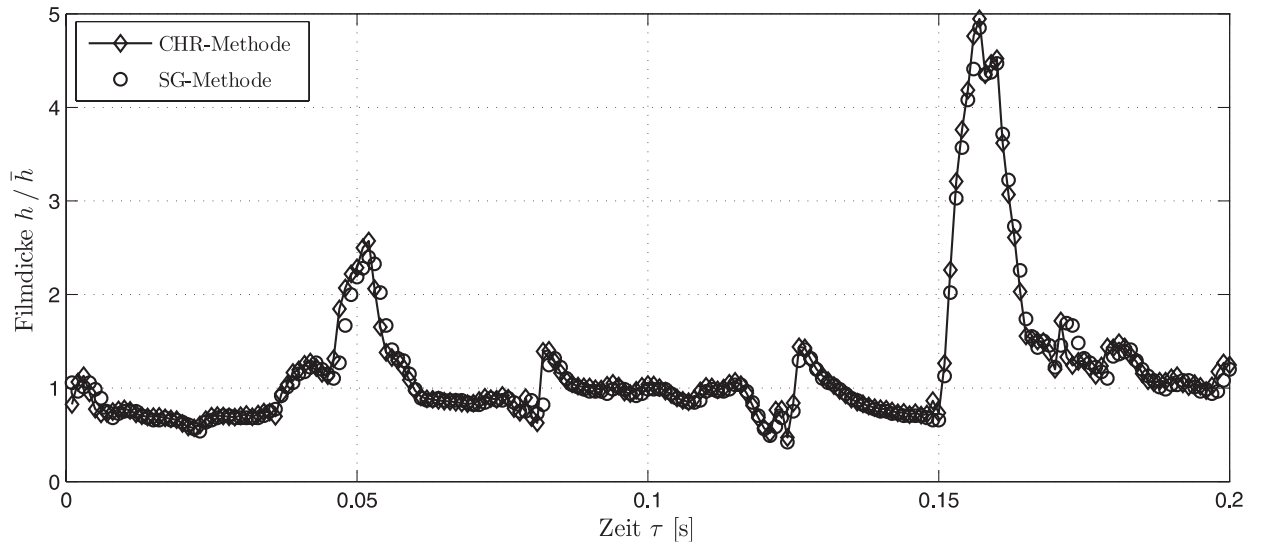
In Abbildung 6.1 a) sind die gemessenen Filmdickenverläufe dargestellt, die mit der SG-Methode über  $\tau = 2$  s aufgenommen wurden. In Abbildung 6.1 b) ist die simultane Messung der CHR-Methode zu sehen.

Der Versuchsablauf und die Versuchsdurchführung der orts- und zeitsynchron Messungen wurden in Kapitel 4.1.6 genauer beschrieben. Werden die beiden Verläufe nun in einer Grafik zusammen dargestellt (Abbildung 6.2), erkennt man kaum mehr einen Unterschied zwischen den zeitlichen Filmverläufen.



**Abb. 6.2:** Gemeinsame Darstellung der Filmverläufe der SG- und CHR-Messung

Um überhaupt einen Unterschied verdeutlichen zu können, wird die Darstellung in einer größeren zeitlichen Auflösung wiederholt.



**Abb. 6.3:** SG- und CHR-Messung über  $\tau = 0,2$  s

In Abbildung 6.3 kann der Unterschied der beiden Messungen verdeutlicht werden. Dabei ist ein leichter zeitlicher Versatz der beiden Messungen zu sehen.

Auch wenn die Aufnahmen getriggert wurden, kann nicht von einem exakt zeitgleichen Aufnahmebeginn der beiden Messmethoden ausgegangen werden. Aufgrund der physikalisch unterschiedlichen Messprinzipien und der anschließenden komplexen Auswertung der SG-Methode treten Messfehler auf.

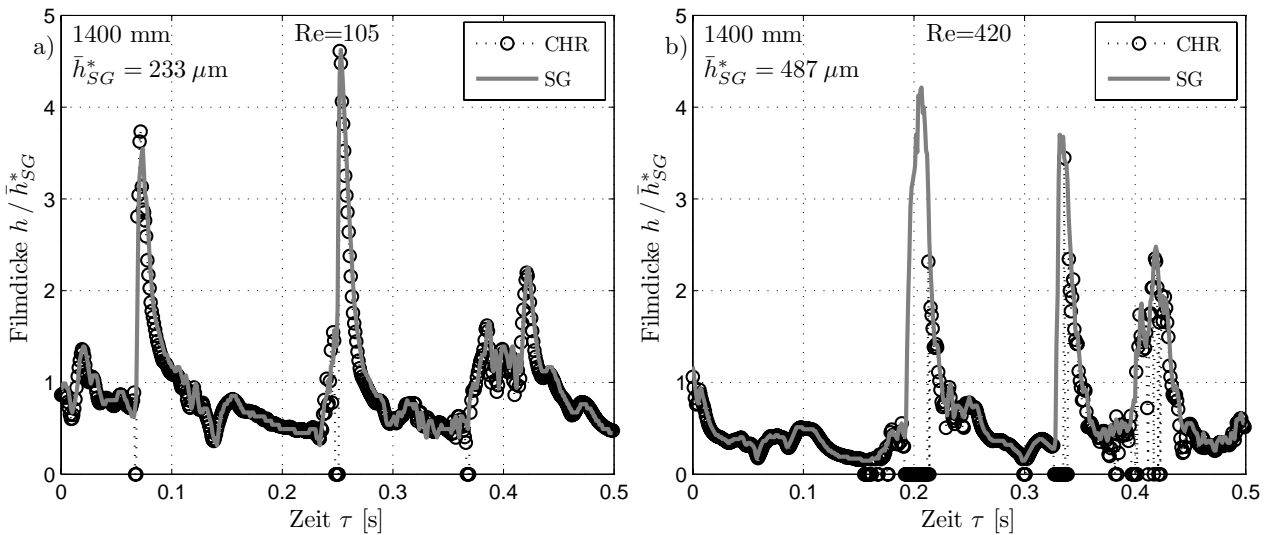
Anhand des vorgegebenen Schwellwerts bei der Kantendetektion zur Ermittlung der lokalen Filmdicken liegen die Fehler der einzeln ausgewerteten Reihen bei mindestens einem Pixel. Auf die Gesamtauswertung der mittleren Filmdicke wirkt sich in der Summe der Fehler der einzeln ausgewerteten Reihen nicht aus, da es über- und unterschätzte Reihen gibt. Dies liegt darin begründet, dass die Rohrkante und somit das Nullbild nie denselben numerischen Pixelwert entlang der Lauflänge  $z$  hat und dieser um  $\pm 1$  Pixel schwankt (siehe Kapitel 4.1.6). Im Allgemeinen ist die hier präsentierte Messung, die an der Lauflänge  $z = 1400$  mm und bei Reynolds-Zahlen von  $Re_L = 250$  aufgenommen wurde, repräsentativ für alle Messungen, die zeit- und ortssynchron mit beiden Messmethoden aufgenommen wurden. Alle Messungen an den Messstellen  $z = 200, 800, 1400$  mm wurden mit beiden Messmethoden durchgeführt.

### Grenzen der CHR-Methode

Erste experimentelle Ergebnisse der Messungen mit der CHR-Messmethode wurden 2004 von Lel et al. [79] präsentiert. Die Messmethode wurde von dem Autor *Chromatic Confocal Imaging Method* genannt. Dabei wurden Filmdicken in einem Reynolds-Zahlenbereich von  $2 < Re_L < 25$  betrachtet. Der eingeschränkte Bereich beruht auf dem eingesetzten

Messkopf, der eine Messung nur im laminaren Bereich ermöglicht und somit Filmdickenmessungen von welligen Flüssigkeitsfilmen in einem sehr eingeschränkten Bereich zulässt. Die Signalstärke für Messungen mit höheren Reynolds-Zahlen war zu schwach. Einen Vergleich zwischen der *Fluorescence Intensity Method* und der *Chromatic Confocal Imaging Method* zur Messung von Filmdicken wurde im Jahre 2005 von Lel et al. [78] durchgeführt. Für niedrige Reynolds-Zahlen wurde ebenfalls eine hohe Übereinstimmung beider Messmethoden bestätigt. Für einen hohen Reynolds-Zahlenbereich wurde keine Aussage über den Vergleich der beiden Messmethoden getroffen.

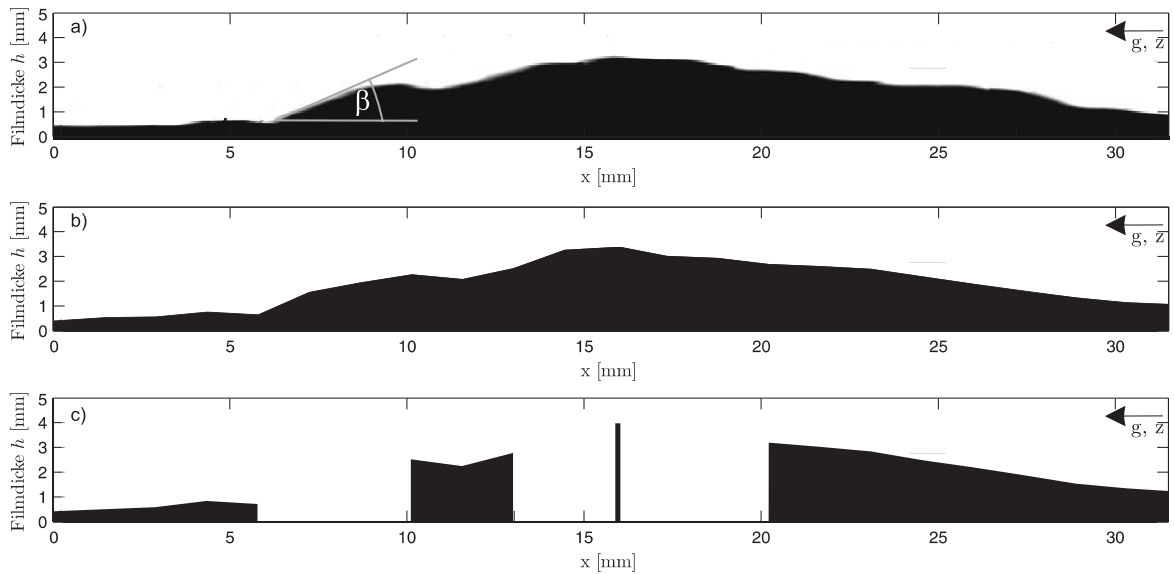
Der hier verwendete und in Kapitel 4.1.3 beschriebene Messkopf ermöglicht die Messungen von höheren Reynolds-Zahlen bis  $Re_L < 120$  ohne merklichen Messfehler. Dabei ist die Größe der Apertur entscheidend. Von den drei verschiedenen Messsensoren besaß der 3-mm-Messkopf den geringsten Abstand zur Oberfläche. Somit sollten nach Herstellerangaben Filmdicken detektiert werden, auch wenn die Oberflächen (eines ruhenden Objekts) einen Winkel bis zu  $\beta = 30^\circ$  zur Referenzoberfläche besaßen. Messungen haben gezeigt, dass die CHR-Messmethode schon ab einem Winkel von etwa  $\beta = 20^\circ$  versagt. In dem Reynolds-Zahlenbereich  $Re_L < 120$  lag der Anteil an Fehlmessungen abhängig von der Lauflänge unterhalb von 3 %.



**Abb. 6.4:** Gemessener zeitlicher Filmdickenverlauf mit der SG- und der CHR-Methode für  
a)  $Re_L = 105$  und b)  $Re_L = 420$

Steigt die Reynolds-Zahl, so treten vermehrt Fehlmessungen auf. In Abbildung 6.4 wird dies verdeutlicht. Für  $Re_L = 105$  sind vereinzelt vor Wellenfronten Fehlmessungen zu sehen, die durch die Kreise der CHR-Messungen dargestellt werden. Allgemein ist auch hier die sehr große Übereinstimmung beider Messtechniken zu beobachten. In Abbildung 6.4

b) wird der Filmverlauf für Reynolds-Zahlen von  $Re_L = 420$  dargestellt. Hier sind gerade bei den Wellenfronten vermehrt Fehlmessungen zu erkennen. So können die Filmdicken mit der CHR-Methode für hohe Wellen mit steilen Wellenfronten nicht gemessen werden. Der Filmdickenverlauf ist hierbei sowohl in Abbildung 6.4 als auch in Abbildung 6.6 normiert auf die mittlere Filmdicke  $\bar{h}_{SG}^*$ , die auf Basis der Messdaten mit der SG-Methode berechnet wurde. Die mittleren Filmdicken sind  $\bar{h}_{SG}^* = 233 \mu\text{m}$  für  $Re_L = 105$  und  $\bar{h}_{SG}^* = 487 \mu\text{m}$  für  $Re_L = 420$ . Die Normierung wurde gewählt, um die Skalierung in den Abbildungen gleich zu bewahren. Somit kann der Unterschied zwischen den Abbildungen besser verdeutlicht werden, und die dargestellten Messwerte sind auf einen real gemessenen Mittelwert bezogen.



**Abb. 6.5:** a) SG-Aufnahme  
b) aus SG-Messdaten reproduziertes Bild  
c) aus CHR-Messdaten reproduziertes Bild

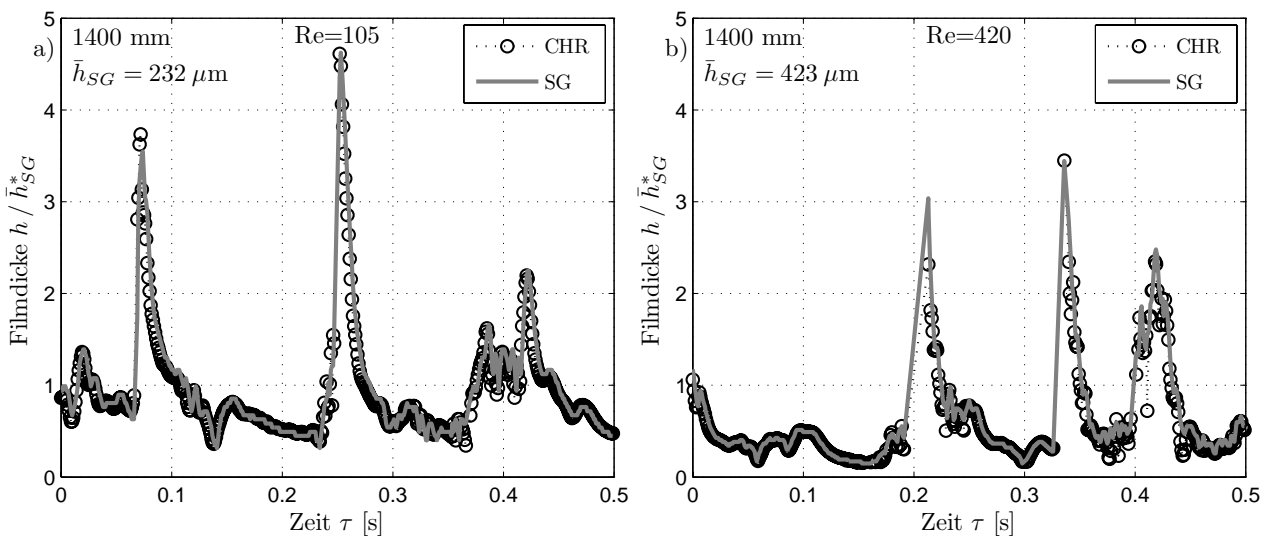
In Abbildung 6.5 ist eine Messung für  $Re_L = 480$  dargestellt. In Abbildung a) ist die Aufnahme mit der SG-Methode dargestellt, in Abbildung b) ist das reproduzierte Bild aus dem berechneten Verlauf des SG-Auswerteprogramms dargestellt. In Abbildung c) ist das reproduzierte Bild des berechneten Filmdickenverlaufs mit der CHR-Methode dargestellt. Um den gemessenen zeitlicher Filmdickenverlauf  $h(\tau)$  für die Abbildungen b) und c) in einen örtlichen Verlauf  $h(z)$  umzuwandeln, wurde die gemessene örtliche Wellengeschwindigkeit, die aus der SG-Auswertung ermittelt wurde, sowohl für den SG- als auch CHR-Filmdickenverlauf zur Berechnung der örtlichen Filmdicken verwendet. In der Abbildung sind eindeutig die Grenzen der CHR-Messtechnik zu erkennen. Sobald eine Welle eine zu steile Wellenfront oder einen zu steilen Wellenrücken hat – also, wenn die Neigung der Filmoberfläche zur Rohroberfläche zu stark ist – versagt die CHR-Methode.

Der Grund dafür ist, dass der austretende Strahl aus der Optik des CHR-Messkopfs unter einem bestimmten Winkel an der Grenzfläche  $\Pi_{L,G}$  sowohl reflektiert als auch gebrochen wird. Sollte diese Grenzfläche einen bestimmten Neigungswinkel zur optischen Achse haben, ändert sich somit der Abstand zwischen der Filmoberfläche und der Rohroberfläche. Für den planen Fall ohne Brechung an der Phasengrenze würde der Strahl die optische Achse bei einem Abstand zum Messkopf schneiden. Wegen der Brechung und Diffraction bei Wasser ( $n=1,33$ ) verlässt der Strahl die Grenzfläche unter einem kleineren Winkel und schneidet die optische Achse früher. Dies wird im Vorfeld der Justierung berücksichtigt. Zuerst wird der Abstand des CHR-Messkopfs zur Oberfläche so eingestellt, dass ein scharfer Messfleck zu sehen ist.

Im folgenden Schritt wird der Messkopf um bis zu  $\Delta y = 100 \mu\text{m}$  von der Oberfläche entfernt. Strömt Flüssigkeit über die Wand, fokussiert sich der Strahl in einem scharfen Messfleck an der stark reflektierenden Kupferoberfläche und wird dort reflektiert und durch die Apertur des Messkopfs aufgefangen. Da die Intensität hier besonders groß ist, liegt der Grund für die Fehlmessungen an der Reflexion der Strahlen an der gekrümmten Phasengrenze zwischen Gas und Flüssigkeit.

Die schon an sich schwach reflektierende Filmoberfläche reflektiert einen Teil des Strahls nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz. Sollte nun der Winkel der Oberfläche zur optischen Achse des CHR-Messkopfs zu groß sein, wird ein großer Anteil der reflektierten Strahlen nicht mehr durch die Apertur detektiert.

Der Anteil der detektierten Strahlen ist somit vom Oberflächenwinkel, dem Abstand des Messkopfs zur Oberfläche und der Größe der Apertur abhängig. Ist die vom Messkopf detektierte Intensität zu gering, um die zwei Peaks im Spektrum zu trennen, gibt das CHR-Messsystem eine Null aus. Diese Null wird im Folgenden als Fehlwert bezeichnet.

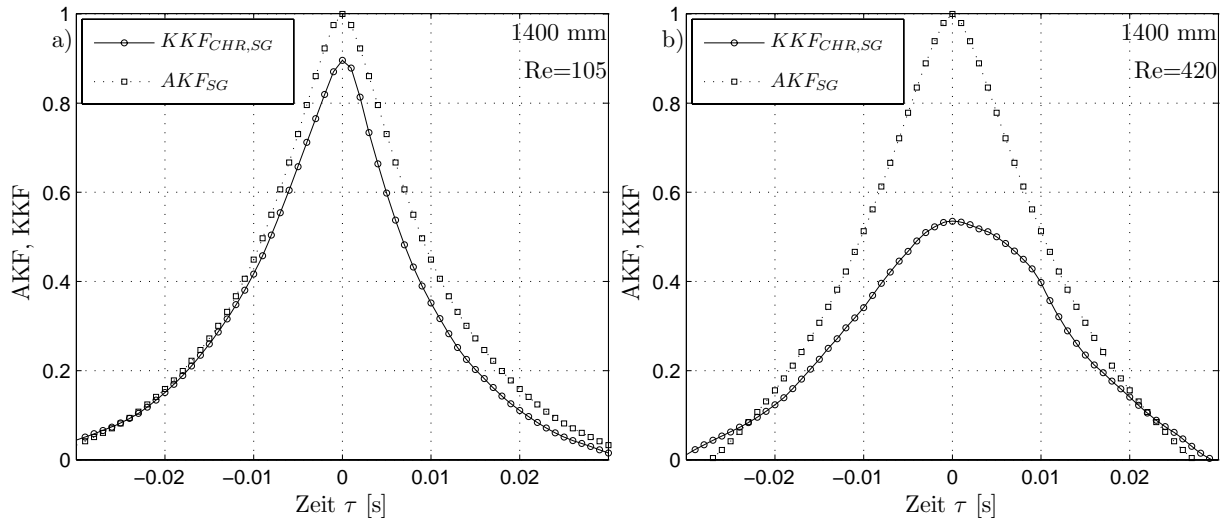


**Abb. 6.6:** Gemessener korrigierter zeitlicher Filmdickenverlauf mit der SG- und der CHR-Methode für a)  $Re_L = 105$  und b)  $Re_L = 420$

Das Auftreten des Fehlwerts ist, wie schon aufgeführt, vermehrt bei welligen Flüssigkeitsfilmen zu verzeichnen.

Als mittlere Filmdicke  $\bar{h}_{SG}^*$  wird die gemessene mittlere Filmdicke der SG-Methode bezeichnet. Auf diesen Referenzwert werden die gemessenen Filmverläufe der CHR- und SG-Methoden skaliert. Die mittlere Filmdicke  $\bar{h}_{SG}$  ist dann die mittlere Filmdicke nachdem die Fehlwerte bei der CHR-Methode und die simultanen Werte der SG-Methode gelöscht wurden. In Abbildung 6.6 sind diese von Fehlwerten korrigierten gemessenen Filmverläufe mit der CHR- und SG-Methode dargestellt.

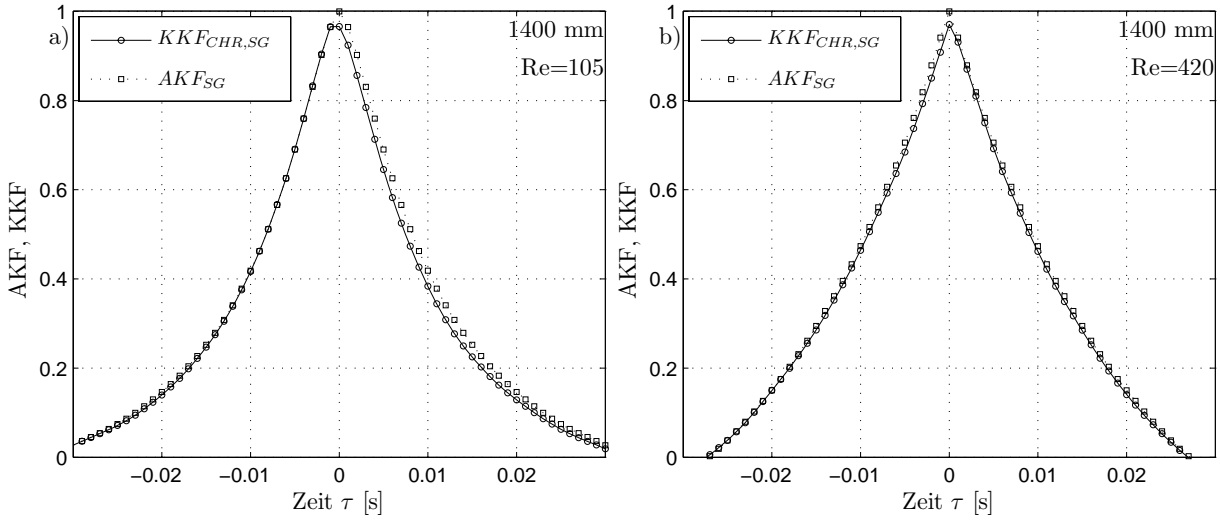
Wie zu erkennen ist, nimmt die mittlere Filmdicke bei niedrigen Reynolds-Zahlen durch das Löschen der Fehlwerte nur um  $\Delta h = 1 \mu\text{m}$  ab. Da im Reynolds-Zahlenbereich von  $Re_L < 120$  nur 0 bis 3 % der Messwerte als Fehlwerte auftreten, sind die Fehler der Messergebnisse der CHR-Methode somit vernachlässigbar.



**Abb. 6.7:** Vergleich der Autokorrelationsfunktion (AKF) und Kreuzkorrelationsfunktion (KKF) für a)  $Re_L = 105$  und b)  $Re_L = 420$

In Abbildung 6.7 sind die Kreuzkorrelation der SG-Messung mit der CHR-Messung für  $Re_L = 105$  und  $Re_L = 420$  sowie die Autokorrelation der SG-Messung dargestellt. Da der Grund der Fehlmessungen bekannt ist, kann für die weitere Berechnung der Fehlwerte der CHR-Methode durch Interpolation ersetzt oder durch Löschen der Fehlwerte eliminiert werden.





**Abb. 6.8:** Vergleich der Autokorrelationsfunktion (AKF) und Kreuzkorrelationsfunktion (KKF) nach der Korrektur für a)  $Re_L = 105$  und b)  $Re_L = 420$

In Abbildung 6.8 sind die Kreuzkorrelation der SG-Messung mit der CHR-Messung für  $Re_L = 105$  und  $Re_L = 420$  sowie die Autokorrelation der SG-Messung für die Messungen nach der Korrektur der Fehlmessungen dargestellt. Hier ist eine nahezu vollständige Übereinstimmung der Kreuzkorrelation mit der Autokorrelation der SG-Messung zu erkennen. Der KKF-Faktor liegt sowohl bei den Messungen für  $Re_L = 105$  als auch bei der Reynolds-Zahl  $Re_L = 420$  oberhalb von 0,985.

Damit sind die Signale nahezu gleich, die geringfügigen Differenzen zwischen AKF und KKF werden hauptsächlich durch die unterschiedliche Auflösung der Messsysteme hervorgerufen. Die CHR-Daten werden mit einer Auflösung von  $10^{-3} \mu\text{m}$  abgespeichert, die SG-Daten haben aufgrund der Messmethode immer eine Auflösung von einem Pixel, der bei den präsentierten Messungen ungefähr  $\Delta y = 10 \mu\text{m}$  beträgt. Somit sind die Messsignale so gut wie nie identisch, die Abweichungen sind, wie hier jedoch gezeigt wird, minimal.

### Fehlerbetrachtung

Um eine statistische Aussage der Qualität der Messmethode zu erlangen, werden für  $Re_L = 105$ , 250 und 420 jeweils 50 Messreihen aufgenommen. Eine genauere Beschreibung der Auswertesubroutinen wird in Kapitel 5.3 vorgenommen. Der zeitliche Filmdickenverlauf kann in einer PDF (*Probability Density Function*) über eine Poisson-Verteilung, Gauß-Verteilung oder eine Maxwell-Verteilung dargestellt werden.

Bei der Bestimmung der arithmetischen Mittelwerte der SG-Methode kann davon ausgegangen werden, dass der Erwartungswert in großer Näherung dem arithmetischen Mittelwert der Messung und damit annähernd dem „wahren“ Wert entspricht.

Um diesen Zusammenhang zu überprüfen, werden Langzeitmessungen der mittleren Filmdicke der SG-Methode als auch der CHR-Methode über  $\tau = 10^5$  s durchgeführt. Die Abweichung der Langzeitmessung von Messungen über  $\tau = 10$  s sind minimal, sodass die Messung über ein Zeitintervall von  $\tau = 10$  s als Stichprobe für den Mittelwert als ausreichend genau betrachtet wird.

Diese Aussage trifft ebenfalls für die Messungen mit der CHR-Methode bei niedrigen Reynolds-Zahlen zu. Treten jedoch vermehrt Fehlmessungen auf, so ist der Mittelwert der Messung nicht der Erwartungswert. Für die besseren Verständlichkeit wird der Parameter  $\bar{H}$  als Wert für die mittlere gemittelte Filmdicke eingeführt.  $\bar{H}$  ist wie folgt definiert

$$\bar{H} = \frac{1}{N M} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M (h_j) \quad , \quad (6.1)$$

wobei N die Anzahl der Messreihen ist und M die Anzahl der einzelnen gemessenen Filmdicken pro Messung.

**Tabelle 6.1:** Gemittelte mittlere Filmdicke und Standardabweichungen von 50 Messungen

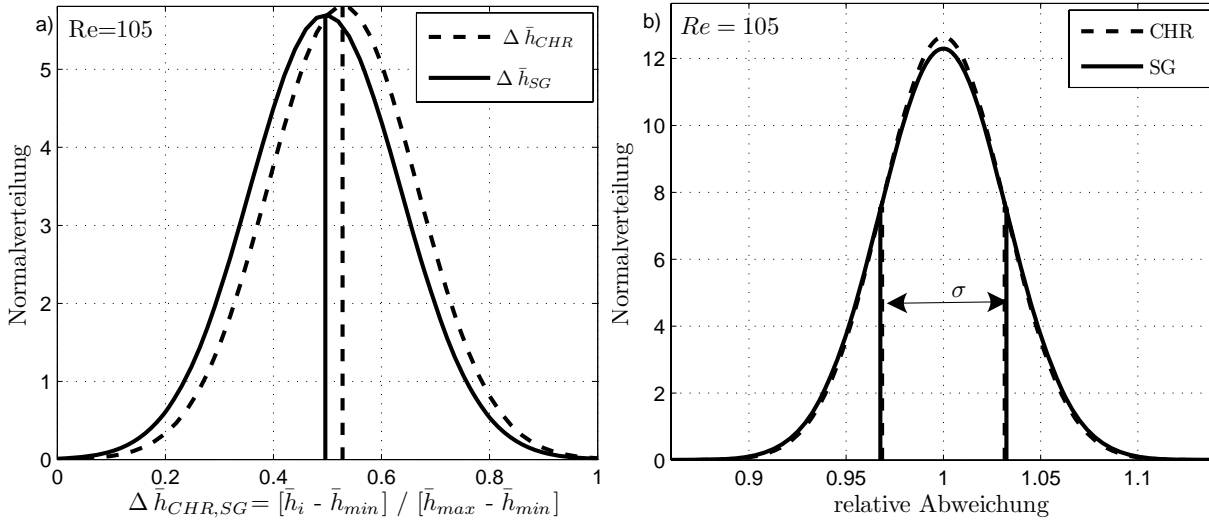
$Re_L$	$\bar{H}_{CHR}$	$\bar{H}_{SG}$	$\sigma_{CHR}$	$\sigma_{SG}$	$\bar{H}_{CHR,korr}$	$\bar{H}_{SG,korr}$	$\sigma_{CHR,korr}$	$\sigma_{SG,korr}$
105	223 $\mu\text{m}$	227 $\mu\text{m}$	5 $\mu\text{m}$	7 $\mu\text{m}$	229 $\mu\text{m}$	227 $\mu\text{m}$	5 $\mu\text{m}$	9 $\mu\text{m}$
250	295 $\mu\text{m}$	341 $\mu\text{m}$	12 $\mu\text{m}$	7 $\mu\text{m}$	337 $\mu\text{m}$	341 $\mu\text{m}$	6 $\mu\text{m}$	8 $\mu\text{m}$
420	339 $\mu\text{m}$	472 $\mu\text{m}$	13 $\mu\text{m}$	13 $\mu\text{m}$	436 $\mu\text{m}$	472 $\mu\text{m}$	14 $\mu\text{m}$	10 $\mu\text{m}$
420	339 $\mu\text{m}$	472 $\mu\text{m}$	13 $\mu\text{m}$	13 $\mu\text{m}$	389 $\mu\text{m}$	405 $\mu\text{m}$	14 $\mu\text{m}$	11 $\mu\text{m}$

In Tabelle 6.1 sind die gemittelten mittleren Filmdicken  $\bar{H}$  aufgetragen. In den oberen drei Spalten werden die fehlenden Werte der CHR-Messungen durch eine kubische Interpolation, wie in Kapitel 6.8 beschrieben, ersetzt, in der unteren Spalte werden die Zeilen, in denen Fehlwerte auftreten, bei der SG-Messung und der CHR-Messung gelöscht (Chauvenetsches Kriterium).

Für  $Re_L = 105$  liegt der unkorrigierte arithmetische Mittelwert der CHR-Messungen bei  $\bar{H}_{CHR} = 223 \mu\text{m}$  und für die SG-Messungen bei  $\bar{H}_{SG} = 227 \mu\text{m}$ . Die Standardabweichungen der CHR-Messungen liegen bei  $\sigma_{CHR} = 5 \mu\text{m}$  und für die SG-Messungen bei  $\sigma_{SG} = 7 \mu\text{m}$ . Der korrigierte arithmetische Mittelwert der CHR-Messungen liegt bei  $\bar{H}_{CHR,korr} = 227 \mu\text{m}$  und weicht somit nur unwesentlich von den unkorrigierten Messungen ab.

Eine Interpolation bei  $Re_L = 250$  ergibt ebenfalls eine sehr geringe Abweichung der gemittelten mittleren Filmdicken  $\bar{H}$ . Bei  $Re_L = 420$  ist jedoch durch eine Interpolation eine Abweichung von  $\bar{H}_{SG,korr} - \bar{H}_{CHR,korr} = 36 \mu\text{m}$  zu verzeichnen. Durch das Löschen der Fehldaten kann diese Differenz auf  $\bar{H}_{SG,korr} - \bar{H}_{CHR,korr} = 16 \mu\text{m}$  reduziert werden.

Wieso die SG-Methode dennoch auch nach dem Löschen der Daten eine wesentlich größere Filmdicke anzeigt, wird in Kapitel 6.1.2 näher erläutert.



**Abb. 6.9:** a) Normalverteilung SG- und CHR-Messung b) Normalverteilung bezogen auf die relative Abweichung

In den Abbildungen 6.9 a) und b) sind Normalverteilungen der 50 Messungen aufgetragen. In Abbildung 6.9 a) bezieht sich die Normalverteilung auf die normierte Differenz zwischen den gemessenen minimalen und maximalen mittleren Filmdicken der gesamten Messreihen. Für  $Re = 105$  streut die Messung der CHR-Methode geringfügiger, somit werden geringere Maximal- und Minimalwerte gemessen. In Abbildung 6.9 b) ist die Normalverteilung über der relativen Abweichung dargestellt. Der Streubandbereich  $\sigma$  liegt bei den Messungen zwischen 5 bis 7 %. Für beide Messverfahren ist statistisch eine sehr hohe Übereinstimmung für den Reynolds-Zahlenbereich zu vermerken.

Der Messfehler der CHR-Methode liegt laut Hersteller bei  $\Delta h_{CHR} < 1 \mu\text{m}$  im gesamten Messbereich. Eine direkte Berechnung des Messfehlers der SG-Methode durch die gemessenen Filmdickendifferenzen  $\Delta h_{j,CHR,SG}$  ist aufgrund der unterschiedlichen Auflösungen beider Messsysteme und der nicht exakt zeitsynchron startenden Filmdickenmessung, wie in Abbildung 6.3 verdeutlicht wurde, nicht möglich.

Um die Abweichung der Mittelwerte der SG-Methode zu berechnen, sollte der Wert  $\bar{H}_{CHR}$  aufgrund des geringen Messfehlers als „wahrer“ Wert angesehen werden. Über die Differenz der gemessenen mittleren Filmdicken  $\bar{H}_{CHR}$  und  $\bar{H}_{SG}$  wäre eine genaue Abschätzung des Messfehlers für niedrige Reynolds-Zahlen möglich. Systematische Fehler könnten somit durch diese Abschätzung eliminiert und das SG-Messprinzip für jeweilige Messparameter optimiert werden. Jedoch ist die Anzahl von  $N = 50$  Messungen nicht ausreichend, um die geforderte statistische Sicherheit zu gewährleisten.

Ein genaueres Ergebnis würde einen über mehrere Monate höheren Messaufwand nicht rechtfertigen. Somit wird der Messfehler der SG-Methode mit den bisher vorliegenden Ergebnissen im Reynolds-Zahlenbereich  $Re_L = 100 - 500$  mit 3 % des Messwerts für laminar-wellige und 5 % des Messwerts für turbulente Flüssigkeitsfilme bei dem gewählten Abbildungsmaßstab  $G$  abgeschätzt. Sollen dünnere Flüssigkeitsfilme gemessen werden, so müssen der Abbildungsmaßstab angepasst und somit andere Objektive verwendet werden. Pixelgrößen von ungefähr  $0,5 \frac{\mu\text{m}}{\text{Pix}}$  können mit üblichen Weißlicht ohne großen Aufwand erzielt werden.

### 6.1.2 Dreidimensionalität der Wellenstruktur

Messungen der Filmdicken werden mit zwei Hochgeschwindigkeitskameras, die zeitsynchron den Filmverlauf in einer Messebene aufnehmen und um  $\beta = 90^\circ$  um das Rohr versetzt angeordnet sind, durchgeführt, um einerseits eine weitere Abschätzung über die Genauigkeit der SG-Methode zu erlangen und andererseits zu klären, ob die Wellen einen auf dem Umfang geschlossenen Ring bilden oder aber eine dreidimensionale Form besitzen. Dabei soll überprüft werden, ob die strukturierte Oberfläche einen stabilisierenden Einfluss auf die Filmströmung und somit auch auf diese Ringströmung bzw. die Wellenstruktur längs des Rohrumfangs hat.

Die Ausbildung von Wellenstrukturen längs des Rohrumfangs ist bspw. für verschiedene Lauflängen in Abbildung 2.6 dargestellt.

Der Flüssigkeitsfilm strömt ab einer kritischen Reynolds-Zahl  $Re_{L,krit}$  und einer Lauflänge  $z$  nicht mehr laminar, sondern wellig auf der Oberfläche. Um die Güte der SG-Methode zu beurteilen, wird das FOV der Aufnahme betrachtet.

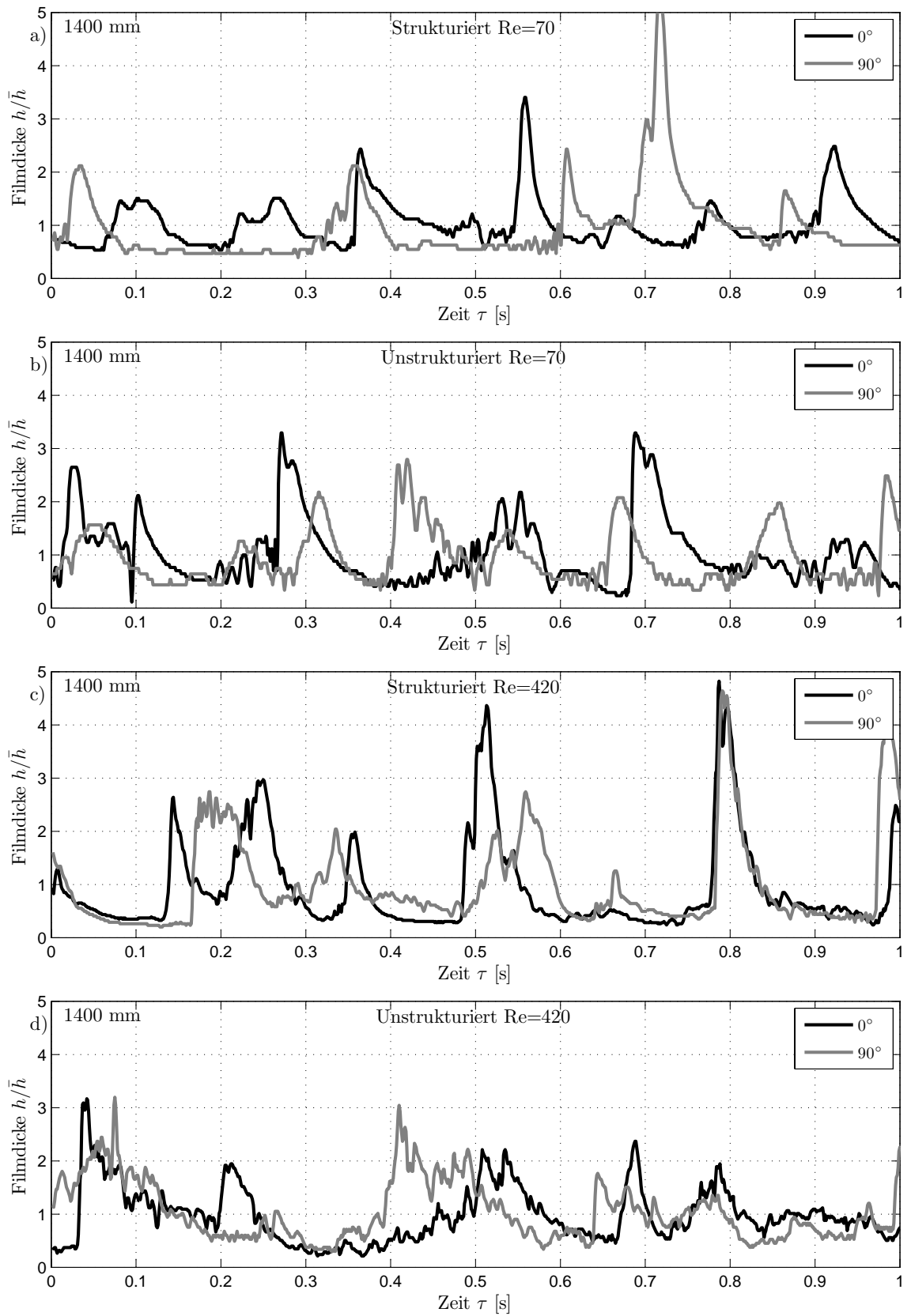
Wellen, die das Rohr herabströmen und eine dreidimensionale Form haben, breiten sich nicht mehr in einer Ebene aus. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 2.6 verdeutlicht. Die Wellen nehmen eine dreidimensionale Form an, die sich mit zunehmender Lauflänge und größerer Reynolds-Zahl einstellt. Treten vermehrt Wellen auf, die eine steile Sichelform oder einen schrägen Wellenverlauf zur Ebene aufweisen, so können durch die schattenfotografische Messmethode vermehrt Wellenformen detektieren werden, die außerhalb der Tiefenschärfe der HS-Kamera strömen. Dabei ist ein Verschwimmen der Bilder und somit der Kanten zu beobachten. Inwieweit dieser Effekt die Filmdickenmessungen beeinflusst, soll im Rahmen der Filmstrukturmessungen mit zwei Kameras qualitativ beurteilt werden.

Neben der Anzahl der Wellen spielen hier die räumliche Ausdehnung sowie der Winkel der Wellenfront zur Horizontalen für die Fehlerbetrachtung der Messmethode eine entscheidende Rolle.

Werden nun Filmverläufe in der gleichen Messebene gemessen, so kann anhand der betrachteten räumlichen Ausbreitung der Welle eine Abschätzung des Messfehlers erfolgen. Ideal wäre für die SG-Methode eine Strömungsform der Wellen mit konstanten Wellenamplituden auf dem Umfang des Rohrs. Diese Wellen sollten in der Ebene mit gleicher Strömungsgeschwindigkeit herabströmen, also ringförmig mit zweidimensionalen Wellen. Mostofizadeh [89] teilt den Rieselfilm in einen sehr kleinen Bereich mit Reynolds-Zahlen

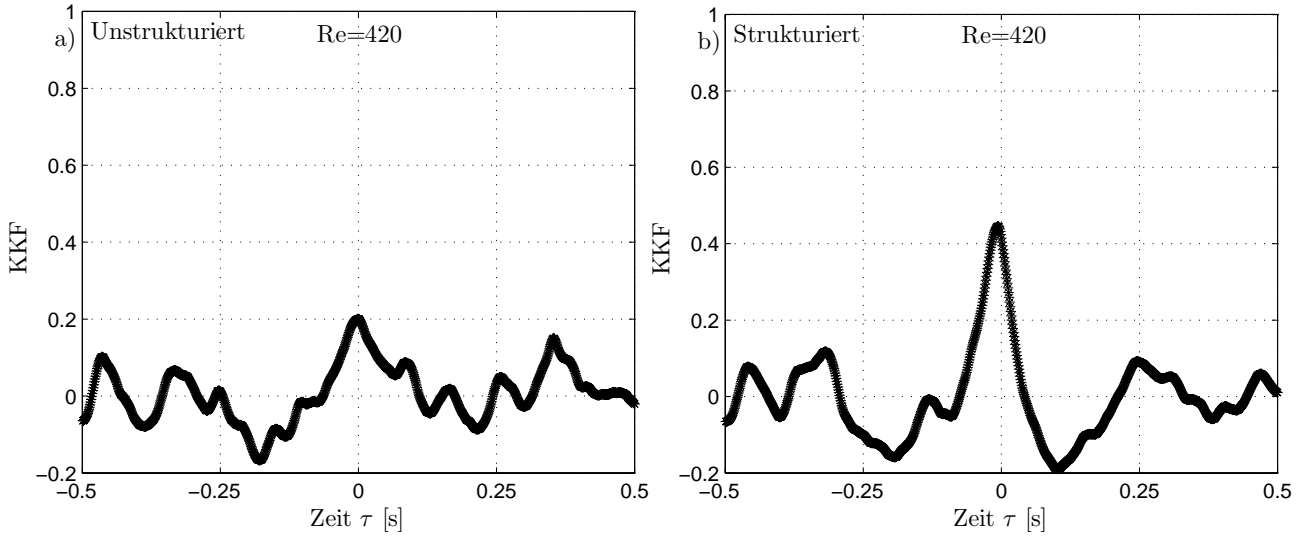
zwischen  $4 < Re_L < 12$  ein, in dem die Oberfläche völlig glatt sein soll. Oberhalb dieser Reynolds-Zahl entstehen Störungen auf der Oberfläche, welche die Bildung einer geschlossenen Wellenfront um das Rohr einleiten.

Eigene Beobachtungen zeigen, dass sich ab einer Reynolds-Zahl von  $Re_L > 50$  bei dem unstrukturierten Rohr und ab  $Re_L > 70$  beim strukturierten Rohr diese geschlossene Wellenfront aufbricht und sich Einzelwellen bilden. Diese Wellenfronten haben eine girlandenförmige sowie U- und V-förmige Struktur, und diese Wellen strömen mit unterschiedlichen Wellengeschwindigkeiten das Rohr herab.



**Abb. 6.10:** Messung von zwei um  $\beta = 90^\circ$  versetzte Filmverläufe an strukturierter und unstrukturierter Oberfläche für verschiedene Reynolds-Zahlen

In Abbildung 6.10 werden typische Wellenverläufe dargestellt.



**Abb. 6.11:** a) KKF unstrukturiert für  $z = 1400$  mm b) KKF strukturiert für  $z = 1400$  mm

Die Messungen mit den beiden HS-Kameras zeigen, dass bei Reynolds-Zahlen  $Re_L = 70$  und  $Re_L = 420$  nicht von einer ringförmigen Wellenbewegung ausgegangen werden kann. Nach Mostofizadeh [89] und Brauer [27] tritt ab einer Reynoldszahl von  $Re_L > 800$  eine erneute Änderung des Wellenbilds auf, und die Wellen strömen wieder geschlossen das Rohr herab.

Es wurden Messungen bis  $Re_L < 700$  durchgeführt, sodass eine qualitative Beurteilung dieser Änderung nicht möglich ist. Allerdings hat sich gezeigt, wie Abbildung 6.10 verdeutlicht, dass bei der strukturierten Oberfläche schon für Reynolds-Zahlen ab  $Re_L > 350$  von einem eher ringförmigen Strömungsbild in einer Ebene ausgegangen werden kann. Für das unstrukturierte Rohr ist bei gleicher Voraussetzung bis zu den gemessenen Reynolds-Zahlen von  $Re_L = 700$  kein ringförmiges Strömungsbild zu erkennen. Der berechnete KKF-Faktor, der in Abbildung 6.11 für die strukturierten und unstrukturierten Messungen dargestellt ist, zeigt, dass man für die strukturierte Oberfläche bei einem KKF-Faktor von mehr als 0,4 schon von einer Abhängigkeit der beiden zeitsynchronen detektierten Filmdickenverläufe ausgehen kann.

Allerdings sind auch hier die Wellen nicht immer gleichförmig. Im Umfang besitzen sie auch nicht die gleiche Höhe und strömen nur selten in einer Ebene herab. Dennoch ist im Vergleich zu den Messungen der Filmströmung mit der unstrukturierten Oberfläche, die einen KKF-Faktor von kleiner als 0,2 im gesamten Reynolds-Zahlenbereich ergeben hat, bei der strukturierten Oberfläche von einer eher zweidimensionalen, ringförmigen Strömungsform auszugehen.

Der Einfluss der Dreidimensionalität der Wellenausbreitung auf die Filmdickenmessungen mit der SG-Methode ist vernachlässigbar, und wird, wie Abschnitt 6.1.1 gezeigt hat,

nur bei großen Wellen und entsprechend hohen Reynolds-Zahlen eine merkliche Überschätzung der tatsächlichen Filmdicke ergeben.

Wird der Wellenkamm betrachtet, hat dieser eine Ausdehnung in  $z$ -Richtung von 2 bis 5 mm. Bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von  $\bar{w}_W = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  bedeutet dies, dass eine maßgebliche Beeinflussung der SG-Methode nur für den Fall auftreten würde, wenn die Wellen eine stark gekrümmte Wellenfront besitzen, die durch das FOV somit am Rohr eher senkrecht herabströmen. Diese Wellenform tritt im Nachlauf von V-förmigen Wellen auf, bei der die Filmdicke im Vergleich zur maximalen Wellenamplitude klein ist. Die später durchgeführten zeit- und ortssynchronen Messungen mit der CHR- und SG-Methode, die in Abschnitt 6.1 präsentiert wurden, bestätigen, dass es abhängig von der Reynolds-Zahl Unterschiede zwischen den Wellenformen gerade im Nachlauf der Wellenberge gibt. Allerdings sind diese Unterschiede im Hinblick auf die durchschnittliche Filmdicke gering.

### 6.1.3 Filmverteilung entlang des Rohrumfangs

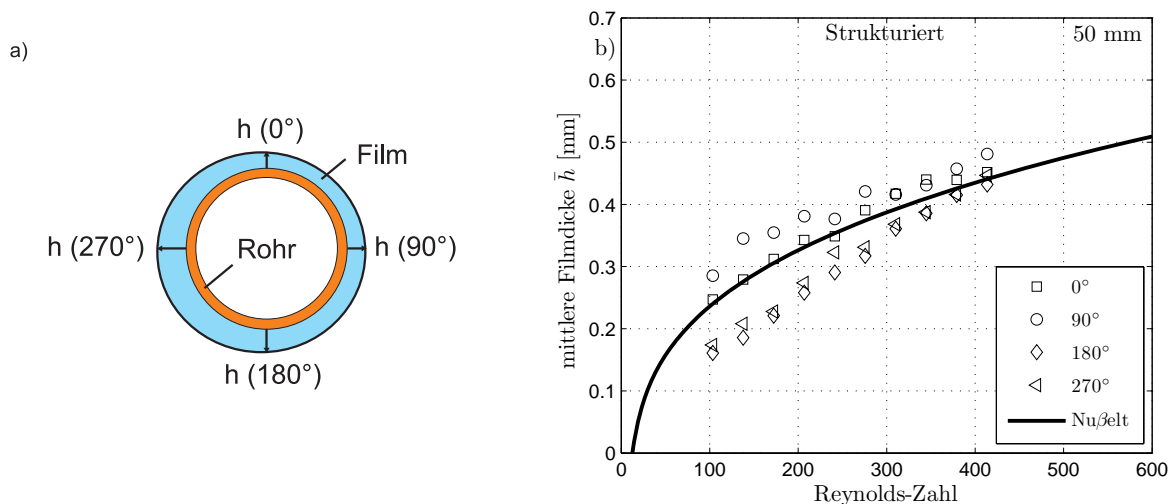
Im Rahmen der Arbeit wurden – wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben – zwei verschiedene Filmerzeugersysteme verwendet. Es ist technisch gesehen eine schwierige Aufgabe, einen gleichmäßig verteilten Flüssigkeitsfilm auf die Rohroberfläche aufzubringen. Für die Filmerzeugung durch einen konischen Filmleger wurden verschiedene Filmlegereinbausysteme konstruiert und erprobt, – die meisten mit mäßigem Erfolg.

So wurden Sintermaterialien, Glaskügelchen und Edelstahlwolle im Konus positioniert, um einen gleichförmigen Flüssigkeitsfilm auf der Rohroberfläche entlang des Rohrumfangs zu erzeugen.

Sollte von Anfang an der Flüssigkeitsfilm nicht gleichmäßig verteilt sein, so lassen sich Interpretationen über laulängenabhängige mittlere Filmdicken, wie sie oft in der Literatur vorgestellt werden, von vornherein verwerfen. Folglich muss gewährleistet sein, dass der Flüssigkeitsfilm an der Filmaufgabestelle recht gleichmäßig verteilt ist.

Um dies zu prüfen, werden Messungen der Filmdicke direkt unterhalb der Filmaufgabestelle an verschiedenen Messpositionen am Rohrumfang durchgeführt. Diese Messungen wurden sowohl für die Filmerzeugung durch den konischen Filmleger als auch für die später verwendete Filmeinspritzung durchgeführt.





**Abb. 6.12:** a) Filmverteilung auf dem Rohr b) Filmdickenverlauf über Reynolds-Zahl

Selbst wenn durch eine visuelle Kontrolle ein gleichmäßig verteilter Flüssigkeitsfilm beobachtet wird, der allem Anschein nach die gleiche Filmdicke besitzt, können große Abweichungen der Filmdicken im Umfang gemessen werden. In Abbildung 6.12 a) wird diese Problematik verdeutlicht. In Abbildung 6.12 b) wird der Filmverlauf an dem strukturierten Rohr über die Reynolds-Zahl aufgetragen. Hierbei wurde der Filmleger eingesetzt, der einen bei  $z = 0$  mm annähernd glatten Film auf dem Rohr erzeugt. Bei der Filmerzeugung durch die Einspritzung war der Film bei  $z = 50$  mm schon wellig oder aufgeraut.

Messungen wurden in vier Positionen am Umfang in  $\beta = 90^\circ$ -Schritten durchgeführt. Hierbei sind gerade für niedrige Reynolds-Zahlen ( $Re_L < 200$ ) Abweichungen der Filmdicke von bis zu 50 % zwischen den vier Messpositionen in einer Ebene zu erkennen. Bei  $Re_L > 300$  sinken die Abweichungen auf etwa 15 %.

Der Filmverlauf der Einspritzung, dessen Prinzip in Abbildung 3.2.1 b) dargestellt ist, wird für die Lauflänge  $z = 50$  mm nicht präsentiert, da hier der Flüssigkeitsfilm, abhängig vom Durchfluss durch den Düseneffekt, stark beschleunigt wird, sodass eine Darstellung über der Reynolds-Zahl als nicht sinnvoll erscheint. Filmdickenverläufe ab der Lauflänge  $z = 200$  mm werden in Abbildung 6.18 für das strukturierte und unstrukturierte Rohr präsentiert.

Mit dem Verfahren der Filmerzeugung durch die Einspritzung konnten geschlossene Flüssigkeitsfilme auch für sehr niedrige Reynolds-Zahlen bis minimal  $Re_L = 3$  erreicht werden. Nach Justierung mit den Feingewindeschrauben konnten bei dem Filmlegersystem geschlossene Flüssigkeitsfilme nur bis zu einer Reynolds-Zahl von minimal  $Re_L = 40$  erzeugt werden.

Unterhalb der Reynolds-Zahl strömte der Flüssigkeitsfilm in einer Art Strahlenströmung

das Rohr herab und bildete entlang der gesamten Lauflänge keinen geschlossenen Flüssigkeitsfilm. Die Filmverteilung auf dem Rohrumfang war trotz Justierung nur für einen engen Reynolds-Zahlenbereich von etwa  $300 < Re < 450$  recht uniform.

Selbst bei der technisch einfacher zu realisierenden Filmverteilung auf Platten sind bei Messungen am Fachgebiet Technische Thermodynamik (TU-Darmstadt) Unterschiede der Filmdicke über der Breite der Platte von bis zu 20 % bei  $z = 10$  mm hinter dem Filmleger gemessen worden. Die Variation der Filmdicke über der Breite nahm dabei mit zunehmender Lauflänge nicht signifikant ab.

Die ungleichmäßige Filmverteilung ist ein bekanntes Problem und wird auch von Autoren wie Alekseenko und Nakoryakov [11], Adomeit [2] sowie in persönlichen Gesprächen mit Maun [86] und Weise [118] angesprochen. Variiert die Filmverteilung am Filmleger zu stark, sind die Messergebnisse, wie zum Beispiel die mittlere Filmdicke, in Frage zu stellen, wenn diese nur an einem Punkt in der Messebene aufgenommen wird.

## 6.2 Hydrodynamische Parameter eines isothermen Fallfilms

Im folgenden Abschnitt werden die Film- und Wellenparameter für einen isothermen Flüssigkeitsfilm, auch isothermer Rieselfilm genannt, präsentiert, der schwerkraftgetrieben ein Rohr herabströmt. Dabei wurden alle Untersuchungen sowohl auf der strukturierten als auch auf der unstrukturierten Oberfläche durchgeführt (Abbildung 4.7).

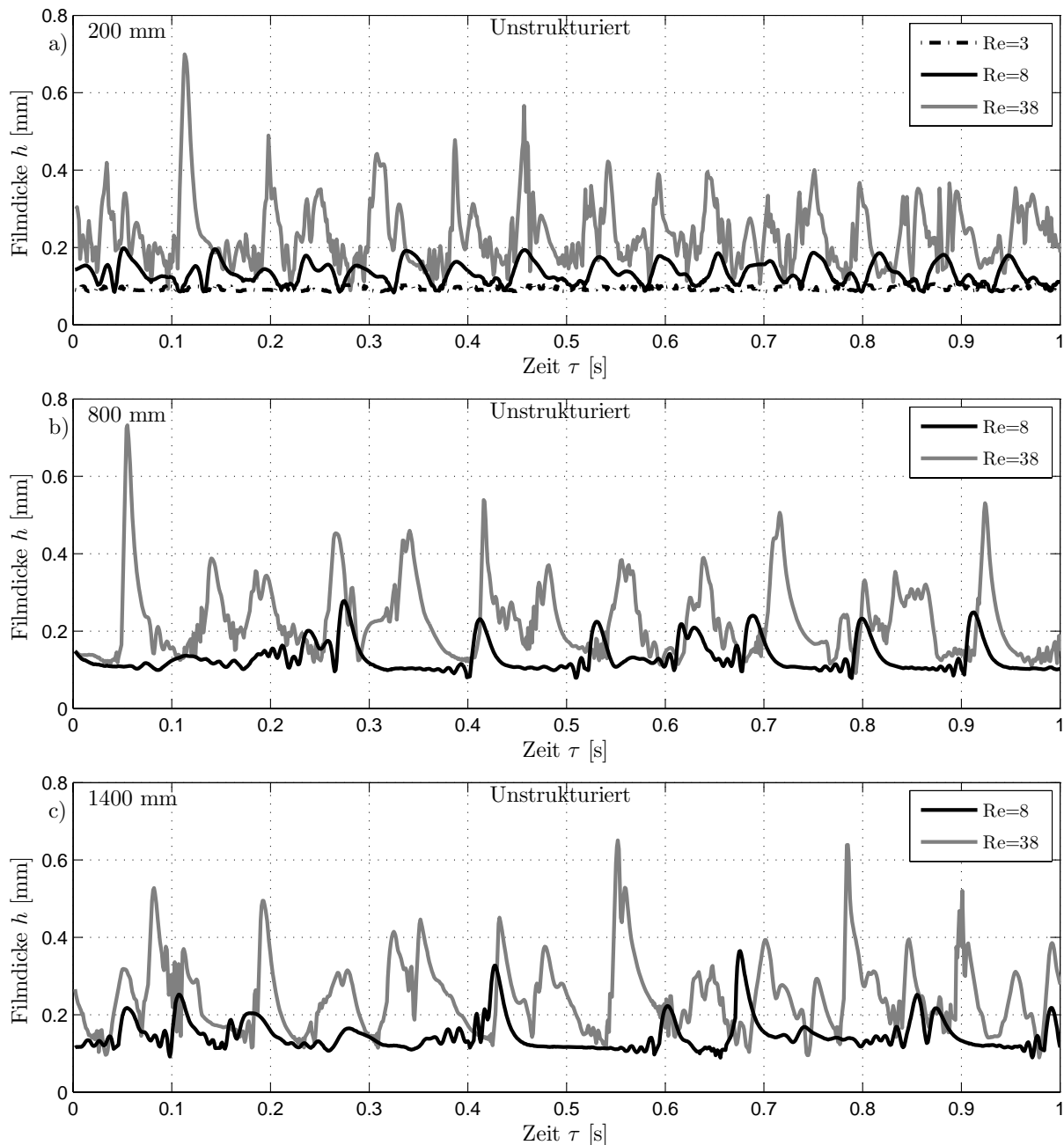
Neben den schon präsentierten Filmdickenverläufen werden hier verschiedene Wellenparameter dargestellt, die die Strömungsform des Flüssigkeitsfilms genauer beschreiben sollen.

Die Untersuchungen, die in Kapitel 2.1.4 aufgeführt wurden, haben gezeigt, dass die bisherigen Beschreibungen der Filmdynamik im laminar-welligen und turbulenten Flüssigkeitsfilm nicht ausreichend sind, um einen schwerkraftgetriebenen Flüssigkeitsfilm komplett zu beschreiben. Gerade im Übergangsbereich zwischen Reynolds-Zahlen von  $20 < Re_L < 600$  herrschen unterschiedliche Strömungsformen vor, die für den Wärmetransport von signifikanter Bedeutung sind. Den Beginn einer Oberflächenverformung eines glatten Films bestimmte Brauer [27] nach

$$Re_{L,krit,l} = 0,306 Ka^{0,1} . \quad (6.2)$$

Danach ist der Beginn der Instabilität der Filmströmung nur von der Viskosität und der Oberflächenspannung des Fluids abhängig. Die kritische Reynolds-Zahl für den Übergang

vom laminaren Film zu ersten Wellen ist für Wasser bei  $T_L = 293\text{ K}$  nach Gleichung (6.2)  $Re_{L,krit} = 3$ . Nach der Gleichung 2.12 von Kapitza liegt der kritische Wert bei  $Re_{L,krit} = 5,6$ . Brauer war der Meinung, dass die Abweichung von bis zu 80 % durch den theoretischen Ansatz von Kapitza herrührte, der die tatsächlichen Gegebenheiten nicht genügend erfasste.



**Abb. 6.13:** Filmdickenverläufe auf unstrukturiertem Rohr für verschiedene Lauflängen und Reynolds-Zahlen

In Abbildung 6.13 werden die Filmverläufe für niedrige Reynolds-Zahlen über den Zeitraum von  $\tau = 1$  s präsentiert. Die drei Abbildungen zeigen die Wellenentstehung über der Lauflänge. Ein glatter Flüssigkeitsfilm konnte nur bei Reynolds-Zahlen von  $Re_L = 3$  für  $z = 200$  mm detektiert werden. Dabei ist die mittlere Filmdicke  $\bar{h} = 94 \mu\text{m}$  für  $Re_L = 3$  im untersten Bereich der Auflösung des CHR-Messsystems, welche bei ungefähr  $h = 80 - 85 \mu\text{m}$  liegt. Leichte Instabilitäten sind selbst bei diesem dünnen Flüssigkeitsfilm schon zu erkennen.

Ein Zusammenspiel aus sich aufbauenden Wellen und damit weiter sinkenden Residualfilmdicken lässt eine kontinuierliche Detektion der Filmdicke an den Lauflängen  $z = 800$  mm und  $z = 1400$  mm für diese Reynolds-Zahl nicht mehr zu; die Messung mit der CHR-Messtechnik versagt.

Ab einer Reynoldszahl von  $Re_L = 8$  konnten über die gesamte Lauflänge reproduzierbare Filmverläufe gemessen werden. Für  $z = 200$  mm sind noch viele kleine Wellen zu beobachten, deren Anzahl mit fortschreitender Lauflänge abnimmt, wogegen die Wellenamplitude zunimmt. Schon bei diesen niedrigen Reynolds-Zahlen sind die sogenannten Kapillarwellen für  $z = 200$  mm zu beobachten. Somit muss der kritische Umschlagpunkt von der laminaren zur laminar-welligen Strömung unterhalb von  $Re_L = 8$  liegen. Die nach Gleichung 2.14 ermittelte kritische Reynolds-Zahl  $Re_{L,krit} = 9,95$  liegt damit leicht oberhalb der hier gemessenen Werte.

Bei der Reynolds-Zahl  $Re_L = 38$  ist ein hochfrequenter, welliger Filmverlauf bei der Lauflänge  $z = 200$  mm zu beobachten, der dann mit zunehmender Lauflänge eine geringere Frequenz annimmt. Dabei bleibt die Wellenamplitude annähernd konstant, die Länge der Wellen nimmt zu. Ein merklicher Unterschied zwischen den Lauflängen  $z = 800$  mm und  $z = 1400$  mm ist nicht mehr zu erkennen, sodass man bei dieser Reynolds-Zahl schon recht früh von einem ausgeprägten Strömungsprofil sprechen kann. Nach den Messungen von Park und Nosoko [95] kann bis zu einer Reynolds-Zahl von  $Re_L = 200$  bei einer Lauflänge von  $z = 200$  mm schon von einem welligen Film ausgegangen werden. Je niedriger die Reynolds-Zahl ist, desto früher werden durch Instabilitäten auf der Oberfläche Wellen entstehen.

In Abbildung 6.14 werden die Filmverläufe auf der strukturierten Oberfläche für niedrige Reynolds-Zahlen ebenfalls über den Zeitraum von  $\tau = 1$  s präsentiert.

Geschlossene Flüssigkeitsfilme entlang des Rohrumfangs können erst im Gegensatz zur unstrukturierten Oberfläche ab einer bestimmten Reynolds-Zahl entstehen.

Unterhalb dieser Reynolds-Zahl strömt die Flüssigkeit in den Strukturen herab. Um eine relativ gleichmäßige Benetzung zu erreichen, wurde zum Beginn ein großer Massenstrom eingestellt und dann langsam auf den gewünschten Massenstrom reduziert. Der Flüssigkeitsfilm, der oberhalb des Wellenkamms der Struktur strömt (Abbildung 5.10), reißt im Verhältnis zum unstrukturierten Rohr bei Reduktion der Reynolds-Zahl und somit der

Filmdicke erst sehr viel später auf.

Die berechnete Reynolds-Zahl, ab der der Flüssigkeitsfilm die Strukturen komplett überflutet, beträgt  $Re_{L,Str} = 13$ . Für diese Reynolds-Zahl beträgt die Filmdicke des Flüssigkeitsfilms am unstrukturierten Rohr  $h = 150 \mu\text{m}$ . Geschlossene Filme um das unstrukturierte Rohr konnten bis Reynolds-Zahlen von  $Re_{L,Unstr} = 3$  erreicht werden. Für diese Reynolds-Zahl entspricht für die Betrachtung gleicher Filmdicken für die strukturierte Oberfläche ab dem Wellenkamm die Reynolds-Zahl  $Re_{L,Unstr} = 3 \equiv Re_{L,Str} = 29$ .

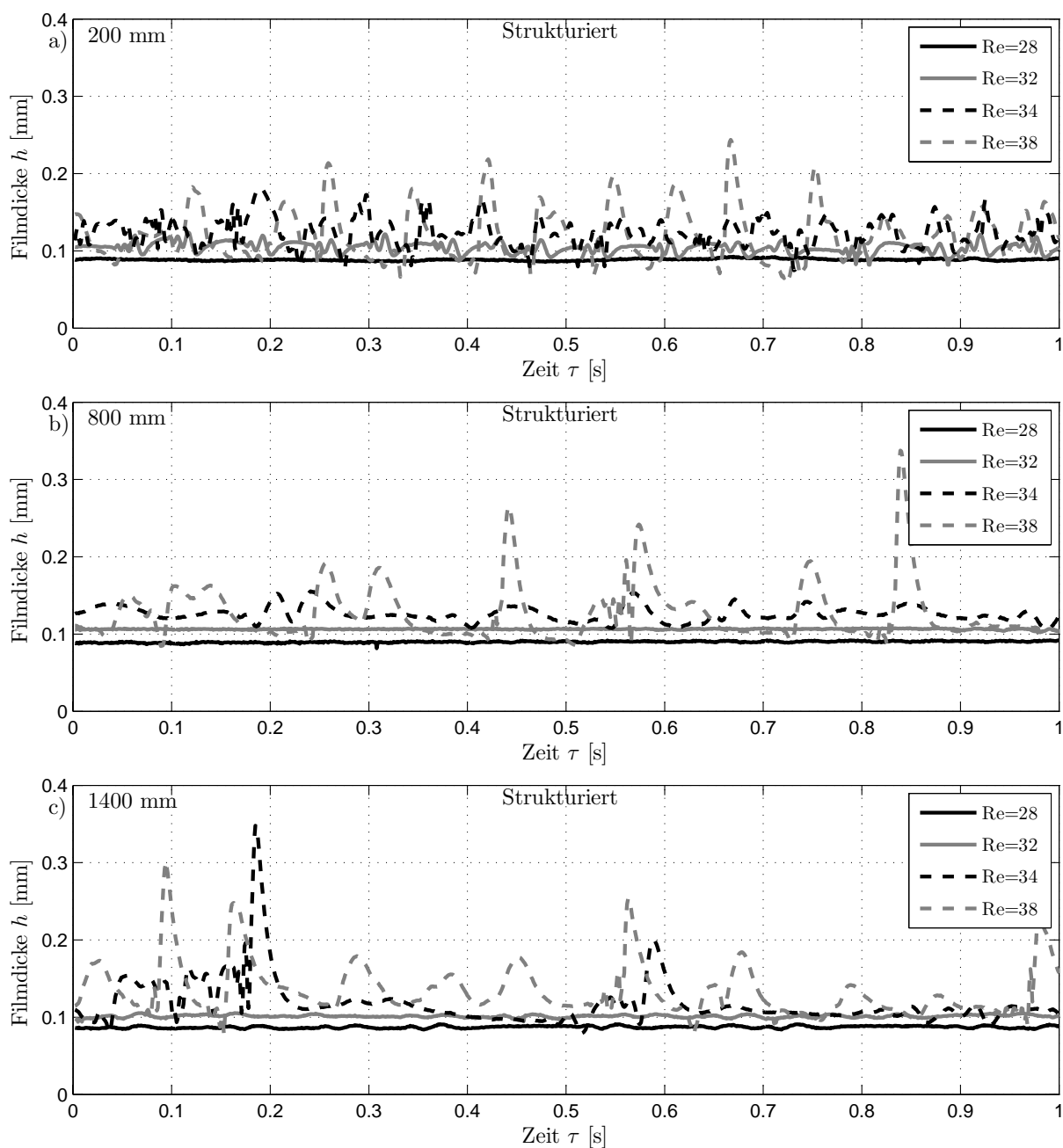
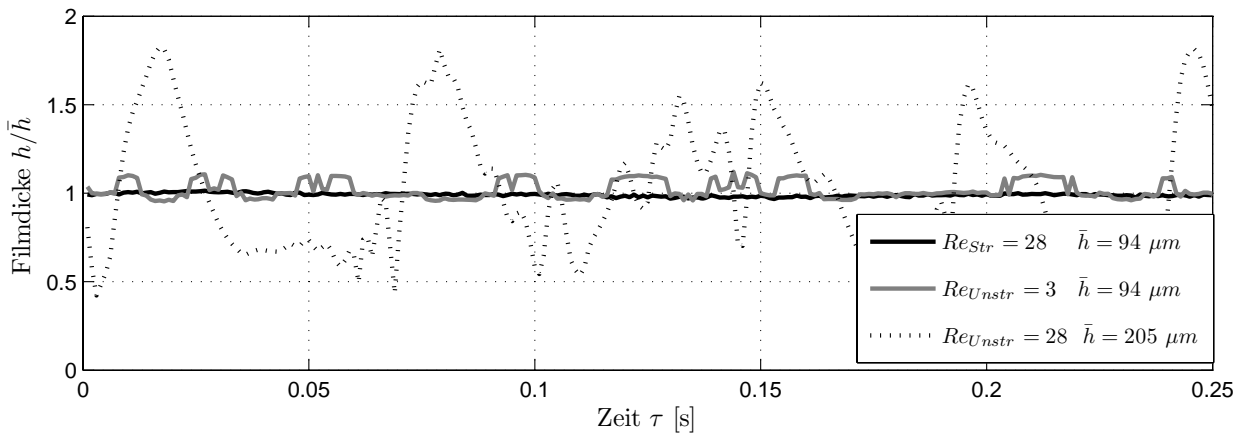


Abb. 6.14: Filmdickenverläufe auf strukturierter Oberfläche

Für  $Re_L = 28$  ist über der Lauflänge  $z$  an allen Messorten ( $z = 200, 800, 1400$ ) eine glatte Filmströmung zu beobachten. Auf der strukturierten Oberfläche ist ab  $Re_L > 28$  bei  $z = 200$  mm eine instabile, wellige Filmoberfläche zu beobachten. Mit zunehmender Lauflänge wird der Flüssigkeitsfilm auch für  $Re_L = 32$  stabilisiert und strömt ruhiger, bei größeren Reynolds-Zahlen  $Re_L = 34$  und  $38$  entstehen Wellen. Der Umschlag von laminarer zur laminar-welliger Flüssigkeitsströmung findet bei Reynolds-Zahlen  $32 < Re_{krit,Str} < 34$  statt. Diese kritische Reynolds-Zahl ist von der Tiefe und der Form der Strukturen abhängig.

Der Filmdickenverlauf bei einer mittleren Filmdicke oberhalb des Wellenkamms von  $\bar{h} = 89 \mu\text{m}$  für  $Re_{L,Str} = 28$  ist sehr stabil. Wird der vom Durchfluss sich ergebende leichte Drift der Filmdicke über die Messzeit eliminiert (systematischer Fehler), so ist die Standardabweichung von dem arithmetischen Mittel zur Filmdicke  $\bar{h}$ :  $\sigma_{z=200 \text{ mm}} = 1,6 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_{z=800 \text{ mm}} = 0,7 \mu\text{m}$  und  $\sigma_{z=1400 \text{ mm}} = 1,3 \mu\text{m}$ . Die Standardabweichung für  $Re_{L,Uustr} = 3$  beträgt  $\sigma_{z=200 \text{ mm}} = 6 \mu\text{m}$ .

In Abbildung 6.15 ist dieser Zusammenhang für die mittlere Filmdicke  $\bar{h} = 94 \mu\text{m}$  dargestellt. Der Filmverlauf bei diesen Filmdicken auf der strukturierten Oberfläche ist wesentlich ruhiger. Wird als Vergleichsgröße die gleiche Reynolds-Zahl verwendet, ist der Unterschied zwischen strukturierten und unstrukturierten Oberflächen deutlich zu erkennen. Hier hat sich schon für  $Re_L = 28$  ein welliger Flüssigkeitsfilm auf der unstrukturierten Oberfläche ausgebildet. Für niedrige Reynolds-Zahlen ist somit die Filmströmung auf der strukturierten Oberfläche glatter, was auch durch die unterschiedlichen Skalierungen in Abbildung 6.13 und 6.14 verdeutlicht wird.



**Abb. 6.15:** Vergleich strukturierter und unstrukturierter Filmverläufe für niedrige Reynolds-Zahlen

Ab  $Re_L > 30$  treten bei den Messungen mit dem CHR-Messsystem wie in Kapitel 6.1.1 beschrieben die ersten Fehlmessungen auf. Aus diesem Grund werden die Wellenverläufe

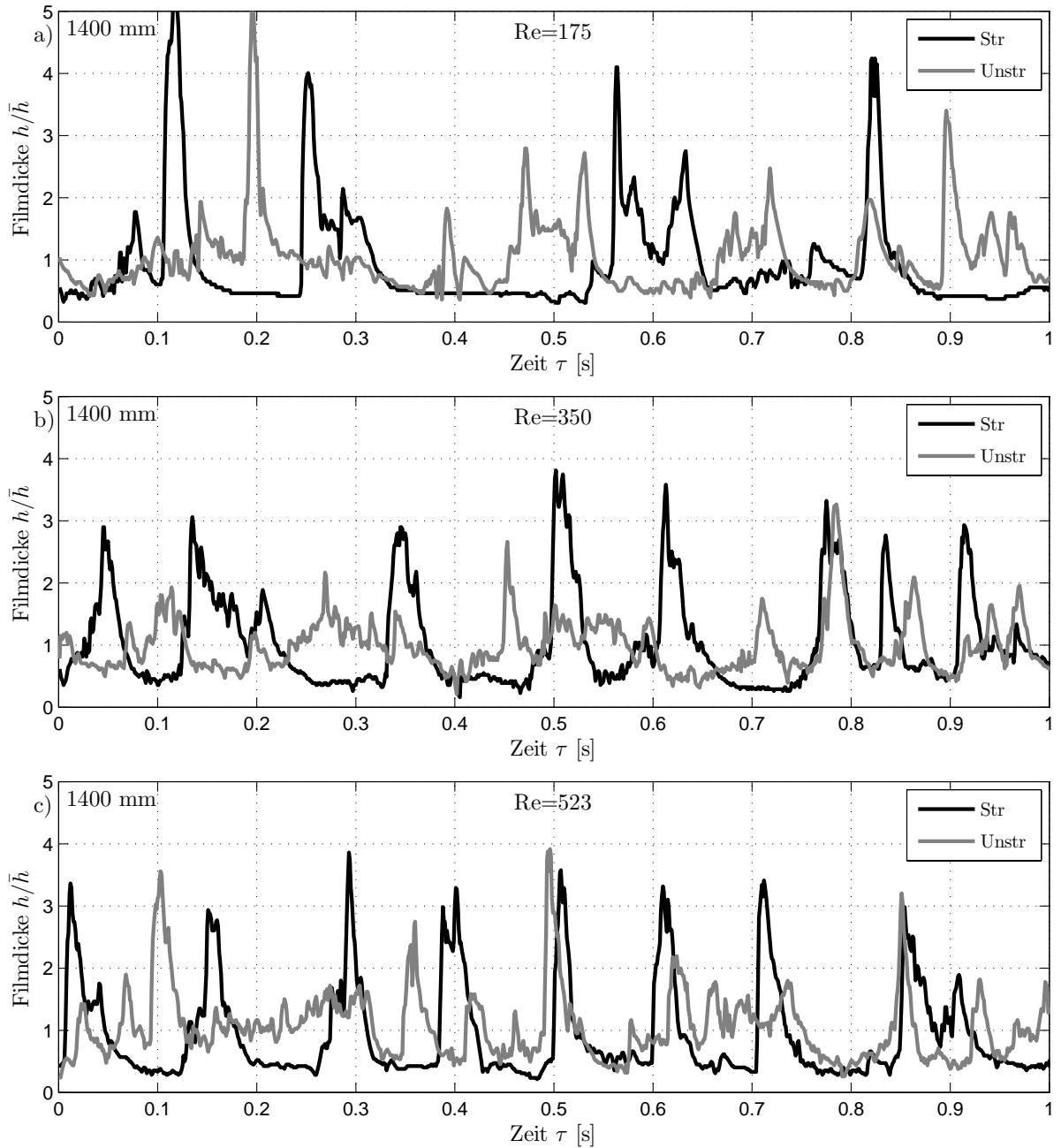
für den Reynolds-Zahlenbereich bis  $Re_L = 600$  hauptsächlich durch die SG-Messungen dargestellt. Ein Nachteil der SG-Methode ist die geringe örtliche Auflösung, die abhängig von dem Abbildungsmaßstab  $G$  ist. Für niedrige Reynolds-Zahlen kann somit die Oberflächenrauigkeit der Filmoberfläche mit der SG-Methode nicht dargestellt werden.

Bei höheren Reynolds-Zahlen werden die Unterschiede zwischen den Filmverläufen auf der strukturierten und der unstrukturierten Oberfläche in Abbildung 6.16 verdeutlicht. Die Abbildungen stellen dabei die Filmverläufe bei gleicher Lauflänge und jeweils gleicher Reynolds-Zahl dar. Markante Unterschiede sind vor allem für die Betrachtung der sogenannten Residualfilmdicke zu beobachten. Wie schon Chu und Dukler [34] bestätigen, ist gerade für die Charakterisierung des Wärme- und Stofftransports der Anteil der Residualfilmdicke  $a_r$  von entscheidender Bedeutung. Al-Sibai [5] stellte für die Bestimmung des Anteils der Residualfilmlänge folgende Korrelation auf

$$a_r = K a^{\frac{1}{11}} + \left(100 - K a^{\frac{1}{11}}\right) \cdot \exp \left[ \frac{Re_L}{2K a^{0,1}} \right] \quad (6.3)$$

mit der Kapitza-Zahl aus Gleichung 2.14.

Der prozentuale Residualfilm-Anteil bezieht sich hier auf den Gesamtanteil des Films. Für sehr niedrige Reynolds-Zahlen und somit einen glatten Flüssigkeitsfilm ist somit der Residualfilm-Anteil 100 %. Nach Gleichung 6.3 würde der Residualfilmlängenanteil an der gesamten Strömung für die unstrukturierte Oberfläche bei  $a_r = 9,3\%$  für Wasser bei  $Re_L = 175$  und  $a_r = 9,2\%$  für  $Re_L = 350$  und  $523$  liegen.



**Abb. 6.16:** Zeitlicher Filmdickenverlauf

Wie die Wellenverläufe in Abbildung 6.16 veranschaulichen, kann dies für die strukturierte Oberfläche nicht uneingeschränkt bestätigt werden. Die Betrachtung der Residualfilmdicke für höhere Reynolds-Zahlen wird im Allgemeinen in Frage gestellt. Diese statistischen Betrachtungen sind aufgrund der damals möglichen Messtechnik zur Beurteilung von Filmstrukturen herangezogen worden und stimmen mit den solitären Wellen (Einzelwellen mit Kapillarwellen) gut überein.

Signifikant ist der Unterschied bei der Betrachtung der Filmverläufe auf strukturierter



Oberfläche. Hier ist der Anteil der Residualfilmdicke auch für hohe Reynolds-Zahlen wesentlich höher als bei der unstrukturierten Oberfläche. Neben dieser Betrachtung kann auch aus den Filmdickenverläufen auf strukturierter Oberfläche auf höhere Wellen geschlossen werden, deren Form- und Wellenfrequenzen gleichmäßig verteilt sind. Um diese Zusammenhänge darzustellen, werden im folgenden Abschnitt verschiedene Filmparameter bestimmt, die teilweise in Abbildung 4.6 dargestellt werden.

### 6.2.1 Filmdicke und Wellenamplitude

#### Häufigkeitsverteilung

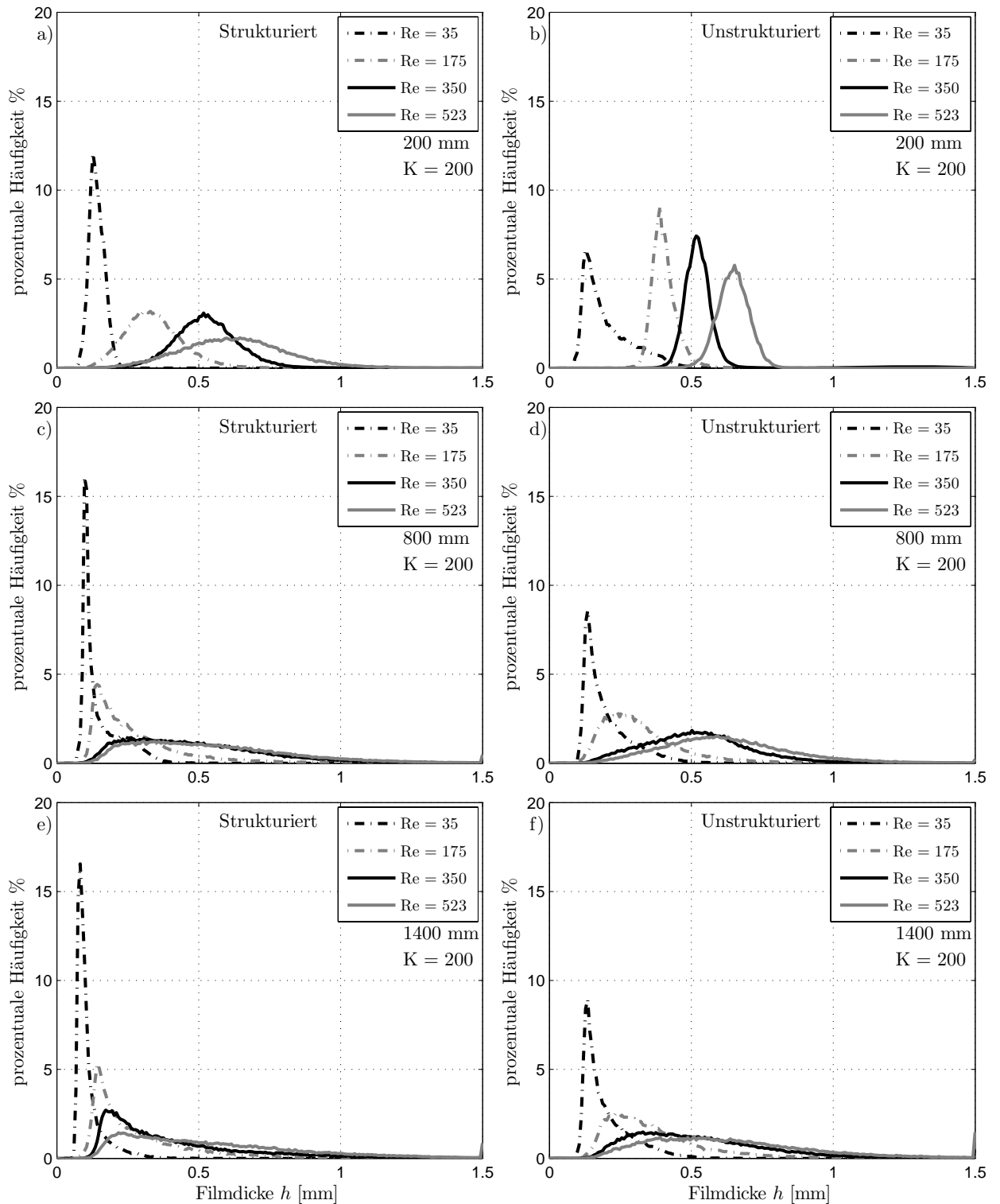
Zur Beurteilung von Filmdickenverläufen werden verschiedene Film- und Wellenparameter genutzt. Alle Messungen und Berechnungen werden sowohl für das strukturierte als auch für das unstrukturierte Rohr vorgenommen. Die zeitlich gemessene Filmdicke wird hierbei in einer Häufigkeitsverteilung von äquidistanten Längsintervallen eingeteilt, die in der Abbildung durch die Klassennummer  $K$  gekennzeichnet ist. Somit kann über den zeitlich gemessenen Filmdickenverlauf auf die Struktur des Flüssigkeitsfilms und somit auf die Anzahl und die Höhe der Wellen und den Basisfilm eine qualitative Aussage gemacht werden.

Im folgenden Abschnitt werden die Häufigkeitsverteilungen an  $z = 200, 800$  und  $1400$  mm für vier verschiedene Reynolds-Zahlen betrachtet.

In den Abbildungen 6.17 a) und b) sind die Unterschiede für die strukturierten und unstrukturierten Oberflächen in der Häufigkeitsverteilung am charakteristischsten. Wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben, nimmt die prozentuale Häufigkeit des Filmanteils für große Filmdicken bei niedrigen Reynolds-Zahlen zu. Im Vergleich zur strukturierten Oberfläche ist das Streuband der Häufigkeitsverteilung bei niedrigen Reynolds-Zahlen breiter; das heißt, die Wellenbildung hat schon begonnen.

Bei größeren Reynolds-Zahlen ist noch von einer geringeren Oszillation der Filmdicken auszugehen. Die Häufigkeitsverteilung auf der strukturierten Oberfläche ist für diese Lauflänge bei hohen Reynolds-Zahlen schon breit gestreut. Jedoch ist bei niedrigen Reynolds-Zahlen noch von einer sehr geringen Schwankung der Filmdicken auszugehen. Für steigende Reynolds-Zahlen bildet sich ein Filmprofil aus, das in der Häufigkeitsverteilung hin zu einer Standard-Normalverteilung tendiert. Eine frühere Wellenbildung ist anhand der Häufigkeitsverteilung für die strukturierte Oberfläche zu beobachten.

Dies ist dann auch in den Abbildungen c) und d) zu erkennen. Die Häufigkeitsverteilung für die strukturierte Oberfläche nimmt den charakteristisch beschriebenen Verlauf nach Chu und Dukler [34] an. Für niedrige Reynolds-Zahlen wird dieser schneller erreicht und ändert sich mit zunehmender Lauflänge nicht mehr markant.



**Abb. 6.17:** Häufigkeitsverteilungen der Filmdicken auf strukturierter und unstrukturierter Oberfläche für verschiedene Lauflängen und Reynolds-Zahlen

Ein weiterer Unterschied ist im Vergleich der Abbildungen e) und f) zu beobachten. Die Verläufe der relativen Häufigkeiten an der strukturierten Oberfläche haben einen bei weitem größeren Residualfilmanteil. Damit haben sie auch eine stabilere Basisfilmdicke

als die unstrukturierten Verläufe. Dies deckt sich sehr stark mit den Filmverläufen, die in Abbildung 6.16 präsentiert werden. Ob bei zunehmender Lauflänge die Häufigkeitsverteilung bei der unstrukturierten Oberfläche den gleichen Verlauf wie auf der strukturierten Oberfläche einnehmen, konnte aufgrund der begrenzten Länge der Messstrecke nicht geklärt werden. Jedoch ist der Verlauf der Häufigkeitsverteilung für  $Re_L = 175$  sowohl bei  $z = 800$  mm und 1400 mm recht gleichförmig und unterscheidet sich grundlegend von der Häufigkeitsverteilung für das strukturierte Rohr bei gleicher Reynolds-Zahl.

### Filmdicken und Wellenamplituden

Für die Beschreibung der Filmströmung maß Leuthner [80] folgende mittleren Film- und Wellenparameter, die für seine spätere Modellierung der Verdampfung des Flüssigkeitsfilms benötigt wurden: die mittlere Filmdicke  $\bar{h}$ , die mittlere Wellenamplitude  $\bar{h}_W$ , die mittlere Wellengeschwindigkeit  $\bar{w}_W$ , die mittlere Länge der Welle  $\bar{\lambda}_W$  sowie die mittlere Wellenperiode  $\bar{\lambda}_P$  zwischen zwei Wellen. Die Wellenperiode  $\bar{\lambda}_P$  wird als einzige Größe aus der Wellenfrequenz  $f_W$  und der mittleren gewichteten Wellengeschwindigkeit  $\bar{w}_O$  berechnet.

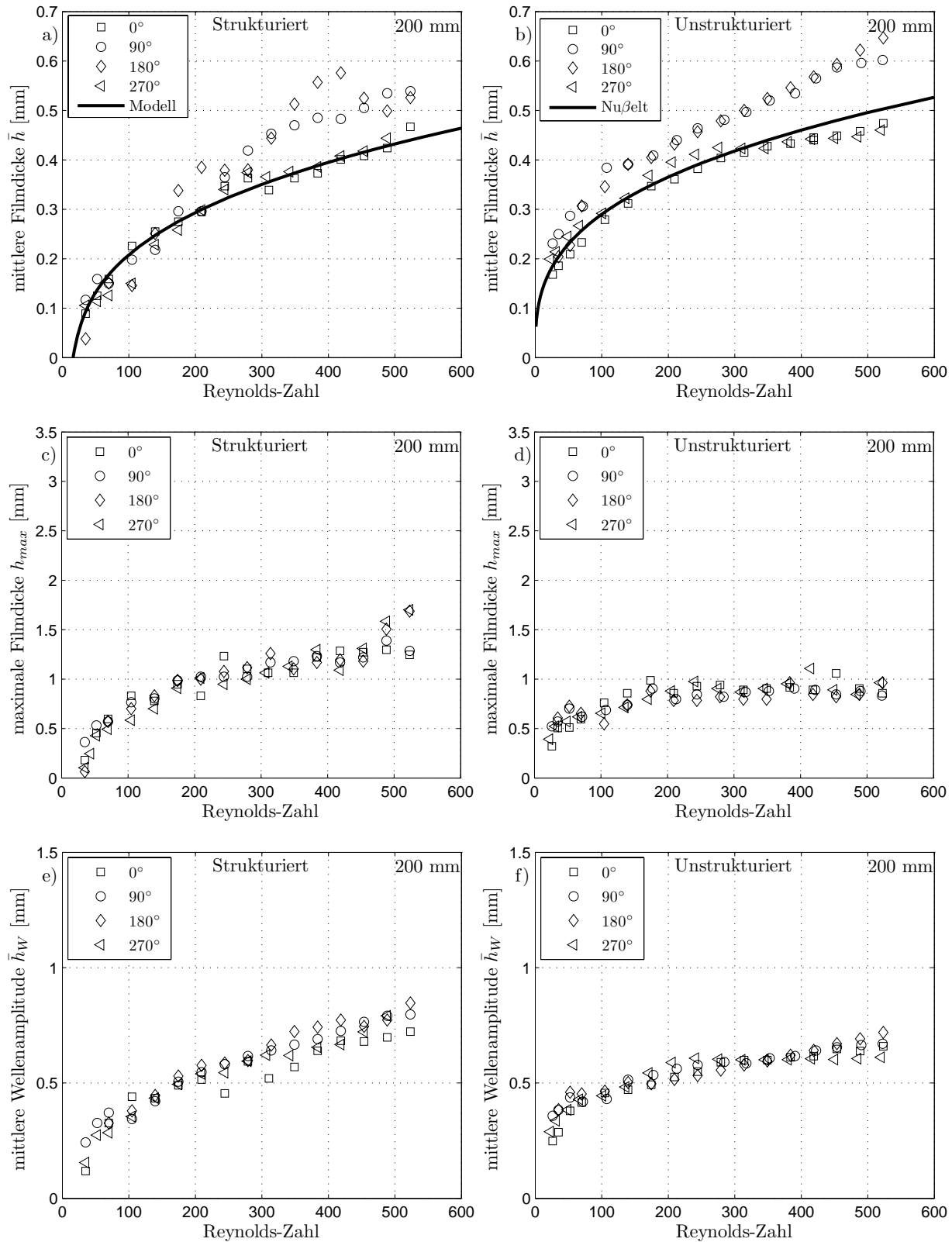
In den Abbildungen 6.18, 6.19 und 6.20 werden die gemessenen mittleren Filmdicken  $\bar{h}$ , die maximalen Filmdicken  $h_{max}$  und die mittleren Wellenamplituden  $\bar{h}_W$  für die Lauflängen  $z = 200$  mm, 800 mm und 1400 mm dargestellt.

Alle Messungen, die in den Abbildungen präsentiert werden, sind zeit- und ortssynchron sowohl mit der CHR- als auch mit der SG-Methode gemessen worden. Eine anschließende Überprüfung der Messwerte der SG-Datensätze anhand der CHR-Datensätze sichert die exakte Messung im gesamten Bereich. Durch die Verschiebung der Kamera oder des Rohrs können andere aufkommende systematische Fehler überprüft und dadurch ausgeschlossen werden.

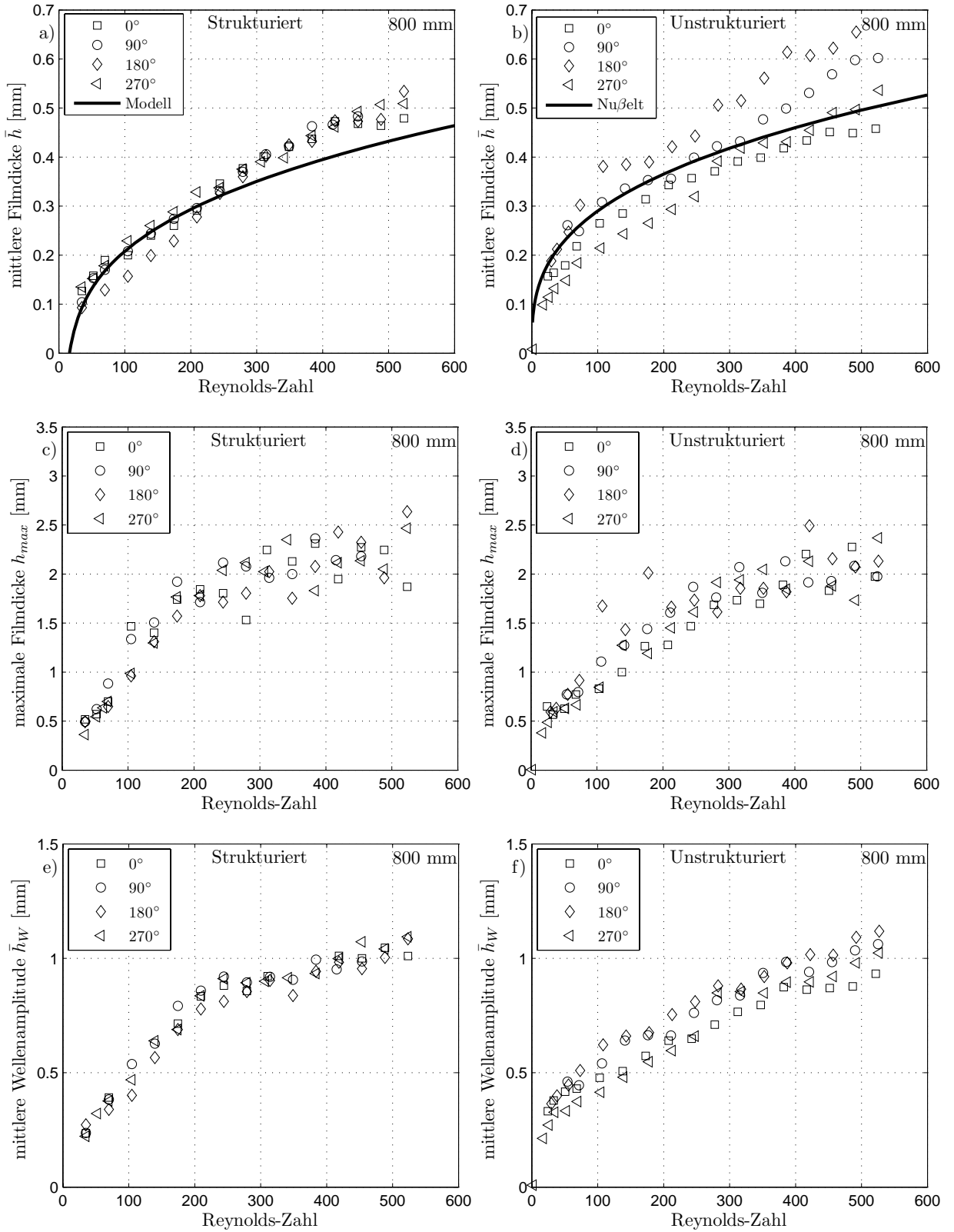
Zur Darstellung wurden nur die Messungen der SG-Methode genutzt, da diese, wie Kapitel 6.1 zeigt, im gesamten Reynolds-Zahlenbereich die besten Messergebnisse liefern. Im Gegensatz zu den in Kapitel 6.1.3 präsentierten Messungen der Filmdicke mit der Filmerzeugung durch einen konischen Filmleger fand in allen nachfolgenden Auswertungen die Filmerzeugung durch die Einspritzung statt.

In den Abbildungen 6.18 a) und b) sind die mittleren Filmdicken für das strukturierte und das unstrukturierte Rohr bei einer Lauflänge von  $z = 200$  mm über der Reynolds-Zahl dargestellt. Auch bei der Filmerzeugung durch die Einspritzung tritt für höhere Reynolds-Zahlen eine ungleichmäßigere Filmverteilung der mittleren Filmdicken um den Umfang des Rohrs auf. Diese Ungleichmäßigkeit, die beim unstrukturierten Rohr noch wesentlich ausgeprägter ist, nimmt mit zunehmender Lauflänge leicht ab.

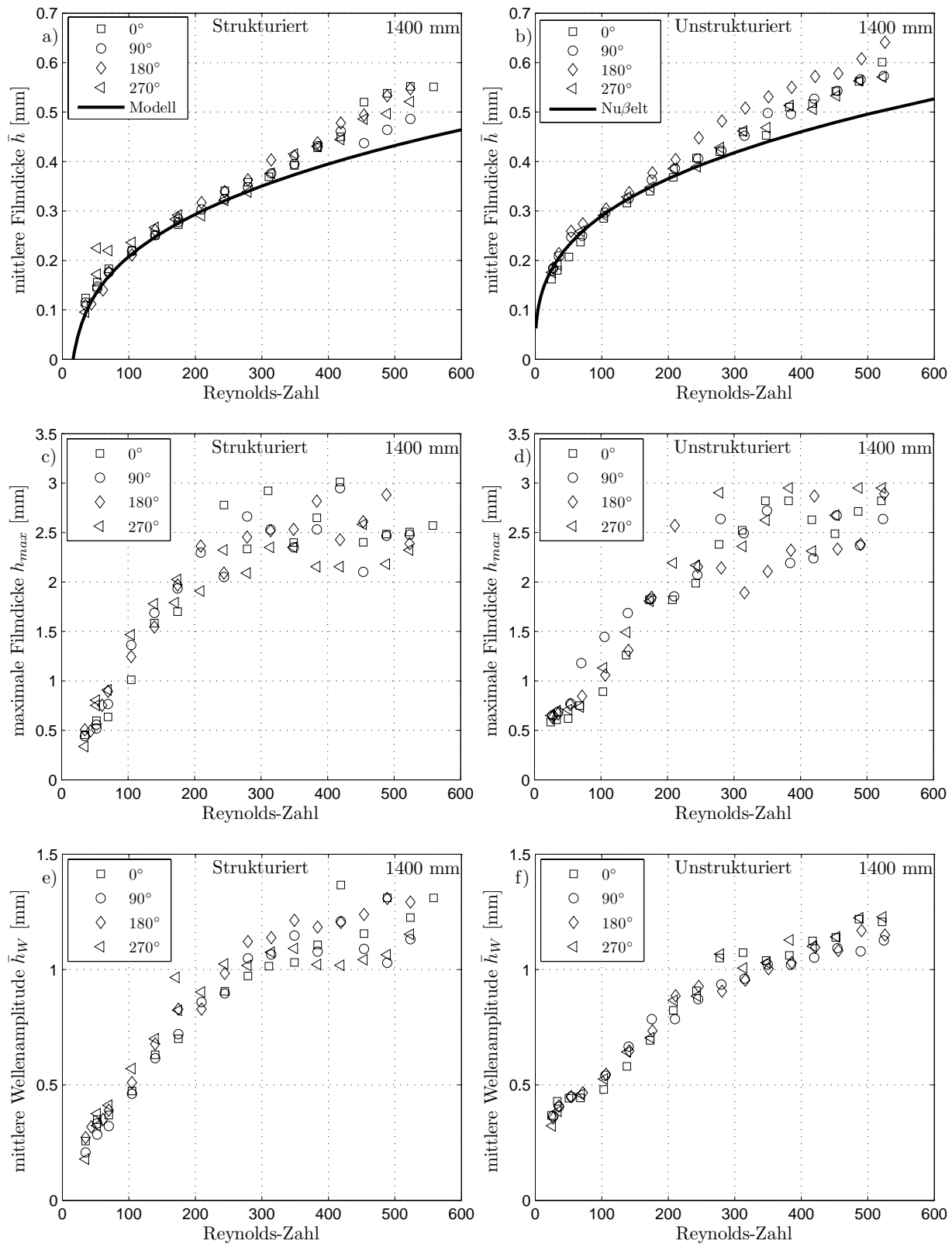
Die Dreidimensionalität des welligen Flüssigkeitsfilms sorgt für einen Massentransport senkrecht zur Strömungsrichtung.



**Abb. 6.18:** Maximale und mittlere Filmdicken und Wellenamplituden für  $z = 200$  mm



**Abb. 6.19:** Maximale und mittlere Filmdicken und Wellenamplituden für  $z = 800$  mm



**Abb. 6.20:** Maximale und mittlere Filmdicken und Wellenamplituden für  $z = 1400$  mm

Ab der Lauflänge  $z = 1400$  mm (Abbildung 6.20) kann von einer gleichmäßigen Filmverteilung sowohl auf dem strukturierten als auch auf dem unstrukturierten Rohr ausgegangen werden. In den Abbildungen 6.20 a) und b) sind neben den gemessenen Werten die berechneten Filmdicken nach der Nußelttheorie und nach den Berechnungen aus dem Modell dargestellt, das in Kapitel 5.4 beschrieben wurde. Für niedrige Reynolds-Zahlen sind sowohl für die mittlere Filmdicke auf der strukturierten als auch auf der unstrukturierten Oberfläche sehr große Übereinstimmungen mit den Berechnungen zu sehen. Bei steigender Reynolds-Zahl übertreffen die gemessenen Daten die Vorhersage nach der Nußelttheorie. Dies wurde auch von anderen Autoren [5, 14, 40] beobachtet.

Allgemein ist die Streuung der gemessenen Daten für das strukturierte Rohr geringer als auf dem unstrukturierten. Eine Abhängigkeit der Filmdicke über die Lauflänge ist nicht zu erkennen.

Trotz der unterschiedlichen Strömungsregime entlang der Lauflänge, die anhand der Häufigkeitsverteilungen vermutet werden, nimmt die mittlere Filmdicke nicht markant zu oder ab.

Die Abbildungen 6.18 bis 6.20 c), d) zeigen die maximale Filmdicke an den drei Messstellen entlang der Lauflängen.

Brauer [27] beschreibt als auffallendes Merkmal, dass in einem Reynolds-Zahlenbereich von  $400 < Re_L < 800$  die maximalen Wellenamplituden weitestgehend konstant sind und den Wert  $h_{max} = 2,3$  mm haben. Diese Beobachtungen können für die Lauflänge  $z = 1400$  mm bestätigt werden, auch wenn ein leichter Anstieg der Wellenamplitude über der Reynolds-Zahl zu verzeichnen ist. Dabei sind starke Schwankungen der maximalen Filmdicke für höhere Reynolds-Zahlen zu beobachten.

Die Abbildungen 6.18 - 6.20 e), f) zeigen die mittleren Wellenamplituden des Filmverlaufs für die verschiedenen Lauflängen. Dabei ist ein steiler Anstieg bis zur Reynolds-Zahl  $Re_L = 300$  sowohl für die strukturierte als auch für die unstrukturierte Oberfläche zu verzeichnen. Danach nimmt die mittlere Wellenamplitude nur noch geringfügig zu. Der Anstieg ist für die strukturierte Oberfläche steiler, was gerade für niedrige Reynolds-Zahlen eine schnellere Entwicklung und Ausbildung von Wellen bedeutet.

Die mittlere Wellenamplitude ist das arithmetische Mittel der Differenzen der maximalen Filmdicken einer jeden Welle zur gemessenen mittleren Filmdicke.

Um Unterschiede zu verdeutlichen, werden alle Messwerte für den entsprechenden Reynolds-Zahlenbereich sowohl für das strukturierte als auch für das unstrukturierte Rohr gemittelt miteinander ins Verhältnis gesetzt.

Das Verhältnis der maximalen Filmdicken ist  $\bar{h}_{max}^\diamond = \bar{h}_{max,Str}/\bar{h}_{max,Uustr}$ , der mittleren Wellenamplituden  $\bar{h}_W^\diamond = \bar{h}_{W,Str}/\bar{h}_{W,Uustr}$  und der mittleren Filmdicken  $\bar{h}^\diamond = \bar{h}_{Str}/\bar{h}_{Uustr}$ . Hierbei wurden, um die Fülle der Daten zu begrenzen, die Filmdicken und Wellenamplituden für jede Messebene gemittelt. In Abbildung 6.21 werden diese Verhältnisse der Filmdickenverläufe und mittleren Wellenamplituden dargestellt.



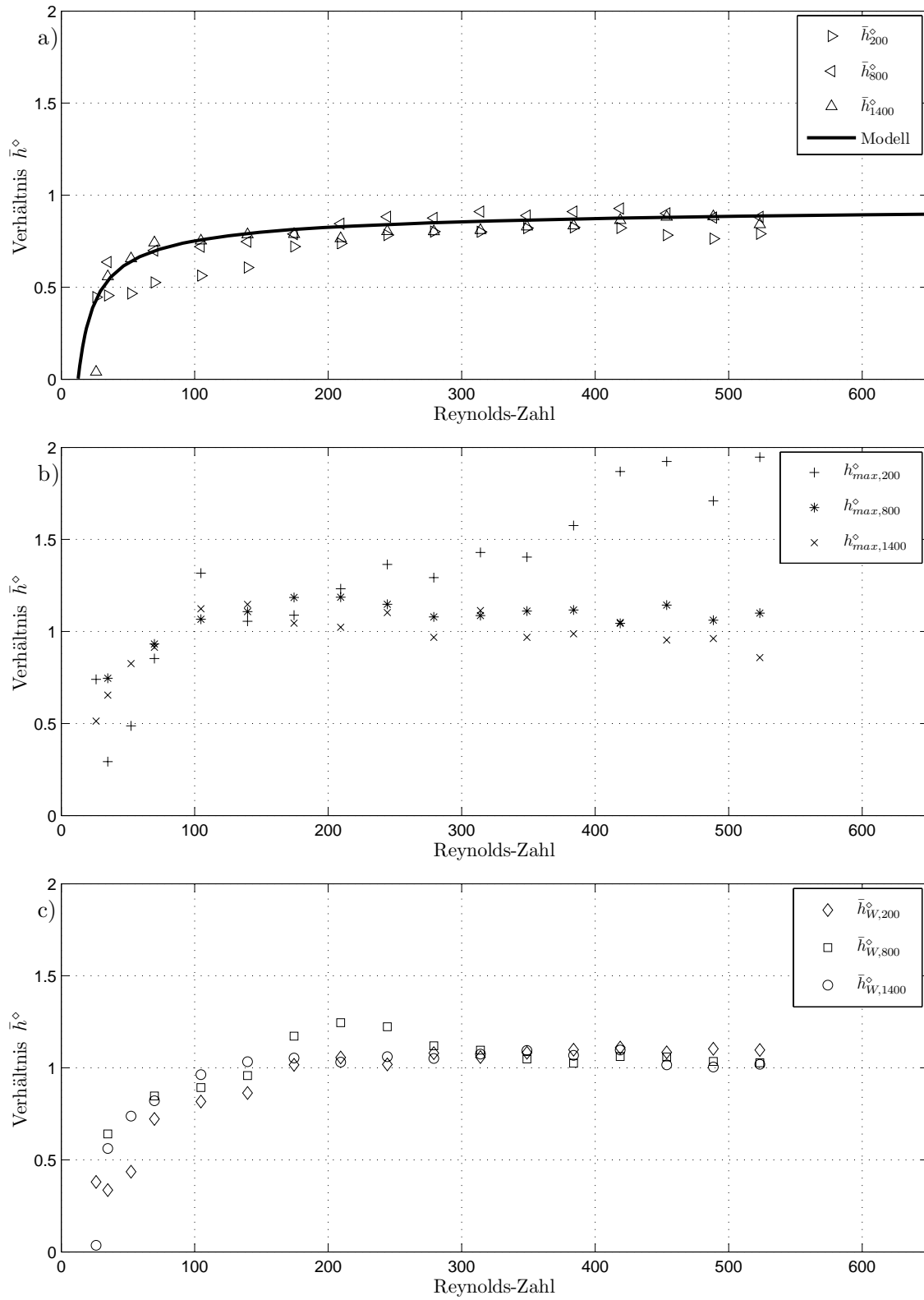


Abb. 6.21: Verhältnis a)  $\bar{h}^\diamond = \bar{h}_{Str}/\bar{h}_{Unstr}$ , b)  $\bar{h}^\diamond_{max} = \bar{h}_{max,Str}/\bar{h}_{max,Unstr}$ , c)  $\bar{h}^\diamond_W = \bar{h}_{W,Str}/\bar{h}_{W,Unstr}$

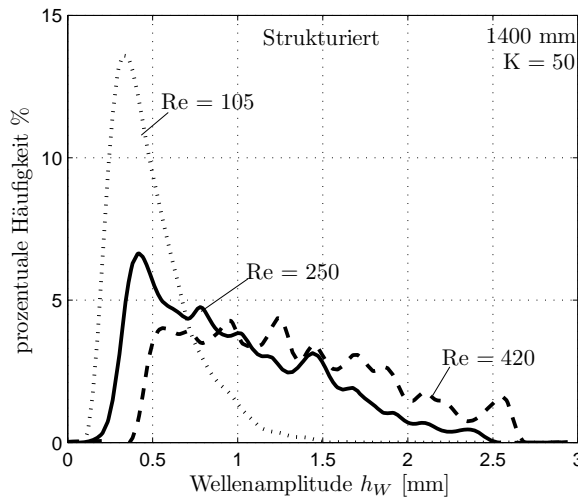
Die Verläufe der mittleren Filmdicke decken sich annähernd mit den Ergebnissen der Berechnungen. Nur für die Lauflänge  $z = 200$  mm liegt das Verhältnis  $\bar{h}^\diamond$  unterhalb der Berechnungen. Für  $Re_L = 600$  ist das berechnete Verhältnis  $\bar{h}^\diamond = 0,9$ .

Der präsentierte Trendverlauf ergibt sich aus dem Verhältnis der mittleren Filmdicken nach dem Modell aus Kapitel 5.4 für die strukturierte Oberfläche zu den Filmdickenverläufen nach der Nußelttheorie. Die gleichen Verläufe wie bei den mittleren Filmdicken werden auch für die maximalen Filmdicken und mittleren Wellenamplituden erwartet. Diese liegen jedoch für niedrige Reynolds-Zahlen bis  $Re_L = 250$  wesentlich über der Berechnung und gleichen sich mit steigender Reynolds-Zahl asymptotisch dem Verhältnis 1 an.

Somit sind die Wellenamplituden und die maximale Filmdicke auf der strukturierten Oberfläche im gesamten Reynolds-Zahlenbereich größer als auf der unstrukturierten Oberfläche.

Für  $z = 200$  mm ist gerade für hohe Reynolds-Zahlen ein starker Ausschlag der maximalen Filmdicke zu beobachten. Somit wird auch durch diese Messung und Darstellung ein früheres Entstehen von Wellen auf der strukturierten Oberfläche bestätigt. Mit zunehmender Lauflänge wird der Unterschied geringer, was durch das Verhältnis von  $h_{max,1400}^\diamond$  veranschaulicht wird.

Die Häufigkeitsverteilung der Wellenamplituden bei verschiedenen Reynolds-Zahlen sind



**Abb. 6.22:** Wellenamplituden

in Abbildung 6.22 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass Filme unterschiedliche Wellenamplituden aufweisen und sich das Spektrum mit steigender Reynolds-Zahl  $Re_L$  in Richtung höherer Wellen verschiebt. Es stellt sich die Frage, ob eine maximale Filmdicke  $h_{max}$  ein geeigneter Parameter für die Beschreibung von großen, statistisch selten vorkommenden Wellenbergen darstellt. Aus diesem Grund wurde eine Mittelung der maximalen Filmdicken der Wellenamplitude berechnet.

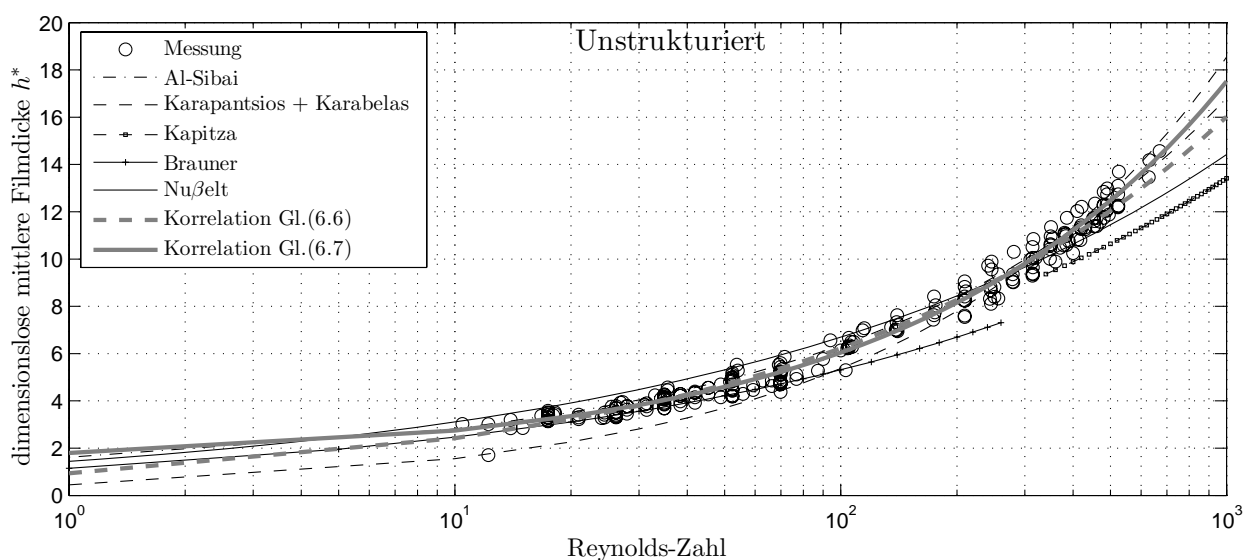
Al-Sibai [5] berechnete die Wellenamplitude als Differenz aus maximaler und minimaler Filmdicke. Al-Sibai beobachtete, dass mit steigender Reynolds-Zahl die Wellenamplitude zunächst stark zunimmt, bis bei einer bestimmten Reynolds-Zahl ein Maximum erreicht wird und anschließend die Wellenamplitude für hohe Reynolds-Zahlen wieder sinkt. Bei den hier präsentierten Messungen kann für hohe Reynolds-Zahlen nur von einer Stagnation der Wellenamplitude bei steigender Reynolds-Zahl ausgegangen werden.

## Dimensionslose Filmdicken

Im Folgenden werden aus den vorliegenden Messergebnissen Kennzahlenbeziehungen für den laminar-welligen Flüssigkeitsfilm hergeleitet. Die dimensionslose Filmdicke  $h^*$  wird wie folgt definiert

$$h^* = \bar{h} \left( \frac{g}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (6.4)$$

wobei die charakteristische Länge  $\left( \frac{g}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{3}}$  ist.



**Abb. 6.23:** Gemessene dimensionslose Filmdicken im Vergleich zu den Korrelationen aus der Literatur und den berechneten Korrelationen

In Abbildung 6.23 werden die gemessenen dimensionslosen Filmdicken mit Korrelationen aus der Literatur und der Nußelttheorie verglichen. Dabei zeigen die gemessenen Filmdicken im Vergleich zur Nußelttheorie niedrigere Werte für den laminar-welligen Bereich sowie für den Übergangsbereich von laminar-welliger zur turbulenten Filmströmung höhere Messwerte. Die Korrelation von Al-Sibai zeigt im gesamten betrachteten Reynolds-Zahlenbereich die große Übereinstimmung.

Die Parameter der Korrelationen der anderen Autoren werden im Anhang A aufgeführt. Eine Approximation in Form vom Potenzgesetz nach Gleichung 6.5 und nach 6.6 wird anhand der Messwerte berechnet.

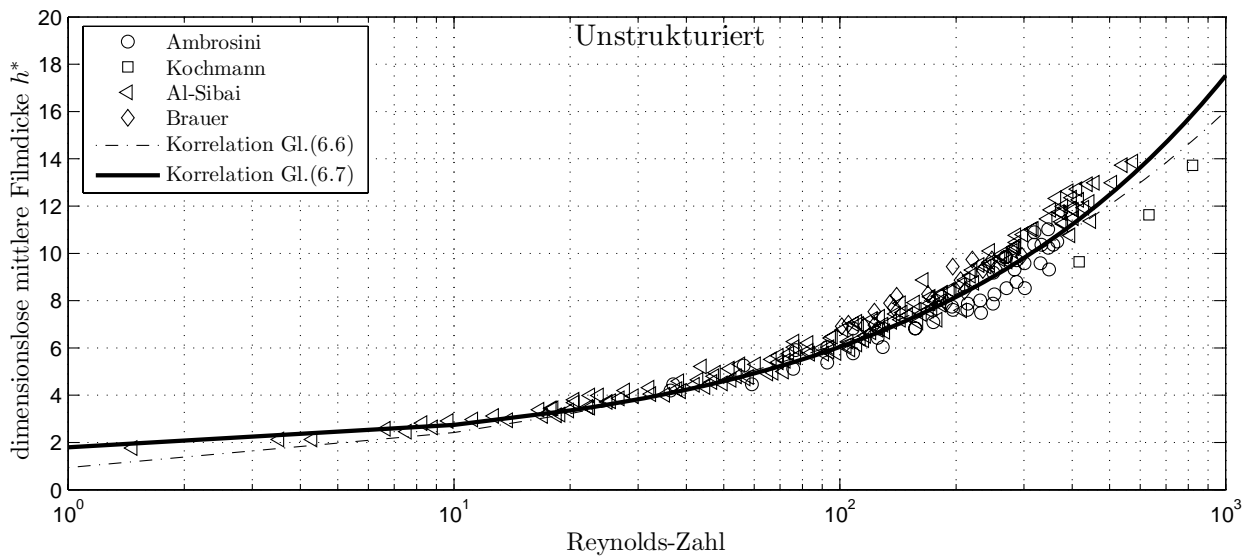
$$h^* = A \cdot Re^B \quad (6.5)$$

In Abbildung 6.23 und Abbildung 6.24 werden diese berechneten Korrelationen der dimensionslosen Filmdicken als Funktion der Reynolds-Zahl dargestellt.

Oberhalb von Reynolds-Zahlen von  $Re_L > 8$  treten erste große Wellen auf; mit steigenden Reynolds-Zahlen wird die Strömung dann als laminar-wellig bezeichnet. Dabei ist die Geschwindigkeit der Wellen für niedrige Reynolds-Zahlen annähernd konstant, wie in Kapitel 6.2.2 näher erläutert wird. Ab Reynolds-Zahlen von  $Re_L > 250$  bis  $Re_L > 800$  wird der Kern der Welle turbulent, und die Welle strömt über eine dünne laminare Unterschicht. Man spricht von sogenannten Rollwellen, die einen großen Teil der Flüssigkeit transportieren. Da der Filmverlauf im betrachteten Reynolds-Zahlenbereich somit aus zwei physikalisch unterschiedlichen Strömungsformen zusammengesetzt wird und im ersten Bereich der Anstieg der Filmdicke über die Reynolds-Zahl geringfügig kleiner ist als im zweiten Bereich, wird das Potenzgesetz aus Gleichung 6.5 mit dem Faktor C erweitert.

$$h^* = A \cdot Re^B + C \quad (6.6)$$

Anhand von Berechnungen nach der Gauß'schen Methode der kleinsten Fehlerquadrate für die Korrelationen 6.5 und 6.6 ergibt die Korrelation 6.6 im gemessenen Reynolds-Zahlenbereich die geringste Abweichung zu den gemessenen Werten.



**Abb. 6.24:** Vergleich berechneter Korrelationen mit Messwerten aus der Literatur

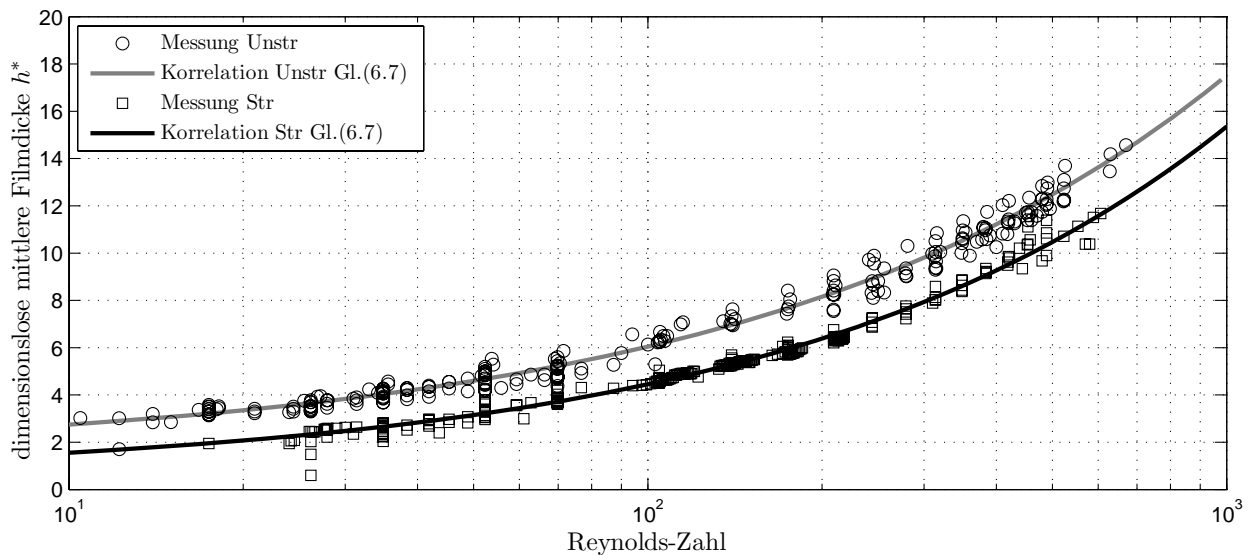
Wie schon der Vergleich der gemessenen dimensionslosen Filmdicken mit den Korrelationen anderer Autoren gezeigt hat, stimmt auch der Vergleich der Messwerte aus der Literatur mit den berechneten Korrelationen sehr gut überein. Somit kann die Korrelation aus Gleichung 6.6 dimensionslose Filmdicken für verschiedene Stoffe voraussagen.

**Tabelle 6.2:** Berechnete Werte für Korrelationen

	Potenzgesetz	A	B	C	$Re_L$
Korrelation Unstr	Gleichung 6.5	0,9406	0,41042		$Re_L = \frac{\Gamma}{\mu}$
Korrelation Unstr	Gleichung 6.6	0,3833	0,54113	1,414	$Re_L = \frac{\Gamma}{\mu}$
Korrelation Str	Gleichung 6.6	0,509	0,279	0,576	$Re_L = \frac{\Gamma}{\mu}$

Al-Sibai verglich in seiner Arbeit neben den dimensionslosen auch die maximalen Filmdicken. Dabei konnte Al-Sibai eine starke Abweichung der gemessenen Werte von den Ergebnissen aus der Literatur feststellen. Aufgrund dessen wird auf eine dimensionslose Darstellung und einen Vergleich verzichtet.

In Abbildung 6.25 werden die Korrelationen der dimensionslosen Filmdicke bei den Messungen auf strukturierten und unstrukturierten Oberflächen dargestellt.



**Abb. 6.25:** Dimensionslose Filmdicke auf strukturierter und auf unstrukturierter Oberfläche

Allgemein ist hier die geringe Streuung der Messdaten für die dimensionslose mittlere Filmdicke auf der strukturierten Oberfläche zu erkennen. In der Literatur konnten keine

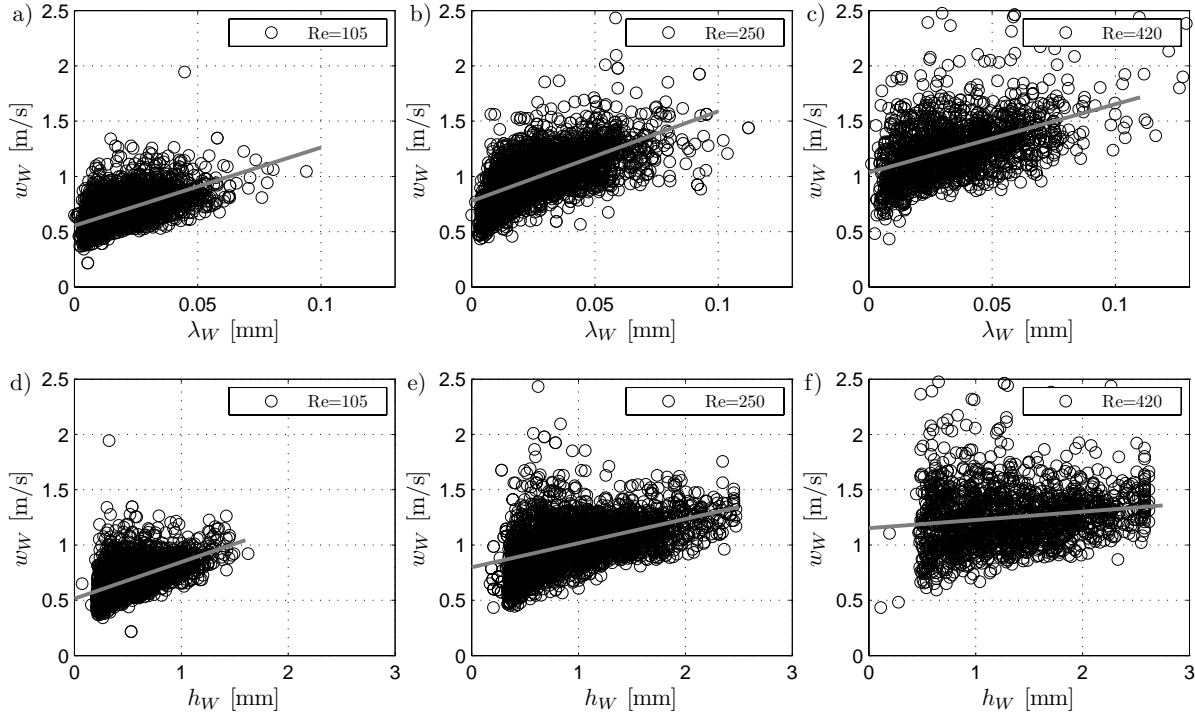
Messwerte zum Vergleich gefunden werden. Die Parameter für die strukturierte Korrelationen sind in Tabelle 6.2 aufgeführt.

### 6.2.2 Wellengeschwindigkeit

Die Wellengeschwindigkeit und die gewichtete mittlere Wellengeschwindigkeit entsprechen nicht der Transportgeschwindigkeit des gesamten Flüssigkeitsfilms. Welcher Anteil am Flüssigkeitsvolumen mit der Geschwindigkeit der Welle transportiert wird, hängt von Parametern wie der Wellenamplitude, der Wellenlänge und von der Wellenfrequenz ab. Aufgrund der geringen Filmdicke des Flüssigkeitsfilms und der schnell variierenden Filmdicken zwischen  $70 \mu\text{m} < h_L < 3000 \mu\text{m}$  ist eine Bestimmung der Filmgeschwindigkeit über dem Strömungsquerschnitt messtechnisch sehr schwierig.

Erste Versuche, die Filmgeschwindigkeit mit LDA und PIV zu messen, wurden von Roßkamp et al. und Wittig et al. [101, 120] sowie Adomeit und Renz [3] und Al-Sibai et al. [6] präsentiert. Die Messungen wurden für niedrige Reynolds-Zahlen  $Re_L < 40$  und sehr dünnen Filmen oder mit hochviskosen Ölen ( $Pr > 10$ ) mit maximalen Geschwindigkeiten von  $w_L = 0,8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  bei einer geringen örtlichen Auflösung durchgeführt. Bei großen Wellen und dicken Filmen versagen die bisher eingesetzten Messtechniken. Sobald der Film von der laminar-welligen Strömung in turbulente Strömungen übergeht, sind Messungen der Filmgeschwindigkeiten insbesondere an der Wellenfront bisher noch nicht erfolgreich durchgeführt worden.

Viele Autoren präsentieren für turbulente Filmströmungen die Wellengeschwindigkeit  $w_W$  oder die gewichtete mittlere Wellengeschwindigkeit  $w_O$ . Im folgenden Abschnitt wird eine neue Betrachtung dieser Geschwindigkeit durchgeführt. Dabei wird zwischen der Wellengeschwindigkeit der einzelnen Welle und der gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeit einer gesamten Messreihe unterschieden.



**Abb. 6.26:** (a-c): Wellengeschwindigkeiten über Länge der Welle und (d-f): Wellengeschwindigkeiten über Wellenamplitude auf strukturierter Oberfläche für  $Re_L = 105, 250$  und  $420$

In Abbildung 6.26 werden die einzeln gemessenen Geschwindigkeiten für Reynoldszahlen von  $Re_L = 105, 250$  und  $420$  für eine Lauflänge  $z = 1400$  mm in einem Streudiagramm dargestellt. Um eine statistische Aussage treffen zu können, werden zur Verdeutlichung die Messungen herangezogen, die für die Beurteilung der Güte der SG- und CHR-Messmethoden (Kapitel 6.1) aufgenommen wurden. Somit werden jeweils über 50 Messreihen, die über die Zeit von  $\tau = 8$  s aufgenommen wurden – was pro Messreihe bis zu 250 detektierten Wellen entspricht –, ausgewertet und präsentiert.

Die Wellengeschwindigkeiten der einzelnen Messungen werden sowohl über die berechnete Länge der Welle  $\lambda_W$  als auch über die Wellenamplitude  $h_W$  dargestellt.

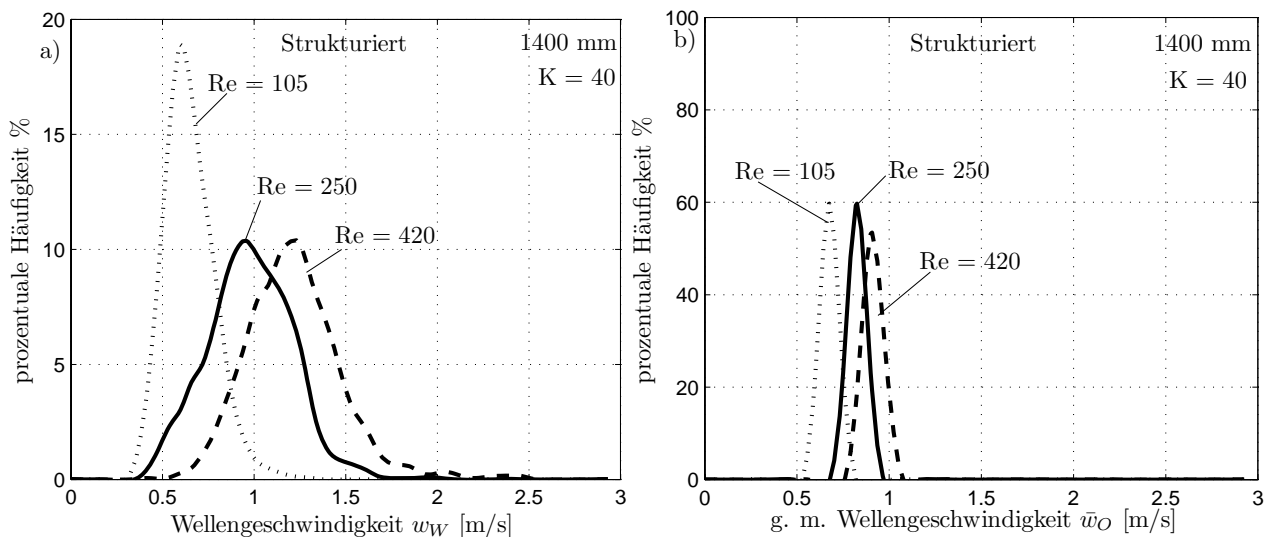
Viele Autoren beobachten, dass Wellen ab Reynoldszahlen über  $Re_L > 30$  nicht mehr gleichförmig das Rohr oder die Platte herabströmen. Eine eindeutige Abhängigkeit von der Wellenamplitude zur gemessenen Wellengeschwindigkeit ist allerdings aus den gemessenen Werten nur bedingt zu interpretieren.

Ebenso konnten nach einer Lauflänge von  $z = 1400$  mm keine gleichförmigen Geschwindigkeiten der Welle festgestellt werden. Grundlegend bleibt die Frage offen, ob sich die Wellengeschwindigkeit mit zunehmender Lauflänge angleicht. Die Häufigkeitsverteilung der Wellengeschwindigkeit ist ebenso eine Funktion der Lauflänge wie die der Reynoldszahl.

Die ermittelten linearen Trendlinien sollen in der Wolke der Messpunkten einen tendenziellen Verlauf aufzeigen. Dabei kann davon ausgegangen werden, dass für niedrige Reynolds-Zahlen die Wellen, die eine große Amplitude aufweisen, auch eine größere Länge der Wellen aufweisen und somit zwischen den beiden Abbildungen für  $Re_L = 105$  ein direkter Zusammenhang festzustellen ist.

Dies wird durch die gleiche Steigung der Trendlinien verdeutlicht. Steigt die Reynolds-Zahl an, nimmt die mittlere Wellenamplitude genauso wie die mittlere Länge der Wellen zu. Allerdings ist hier nicht mehr von einem kausalen Zusammenhang zu sprechen. Auch Wellen mit geringer Amplitude können hohe Wellengeschwindigkeiten aufweisen. Ob der Zusammenhang zwischen vorgeschobenen Kapillarwellen, die als Bugwelle vor einem großen, schnellen Wellenberg strömen und somit die gleiche Geschwindigkeit aufweisen, oder ob es sich um einzelne Wellen mittlerer Wellenamplitude handelt, wird aus der Betrachtung nicht ersichtlich.

Allgemein ist zu sagen, dass die Geschwindigkeit einer Welle im höheren Maße von der Länge der Welle abhängt als von der Wellenamplitude.



**Abb. 6.27:** Häufigkeitsverteilung a) Wellengeschwindigkeiten b) gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeiten

In Abbildung 6.27 a) ist die Häufigkeitsverteilung der gemessenen Wellengeschwindigkeit aufgetragen. Bei den Wellengeschwindigkeiten ist von einer Gaußschen Verteilung auszugehen. Die Geschwindigkeiten bei niedrigen Reynolds-Zahlen  $Re_L = 105$  haben eine geringe Standardabweichung, bei größeren Reynolds-Zahlen ist die Häufigkeitsverteilung der Geschwindigkeit nahezu gleichförmig und variiert nur um den statistischen Mittelwert.

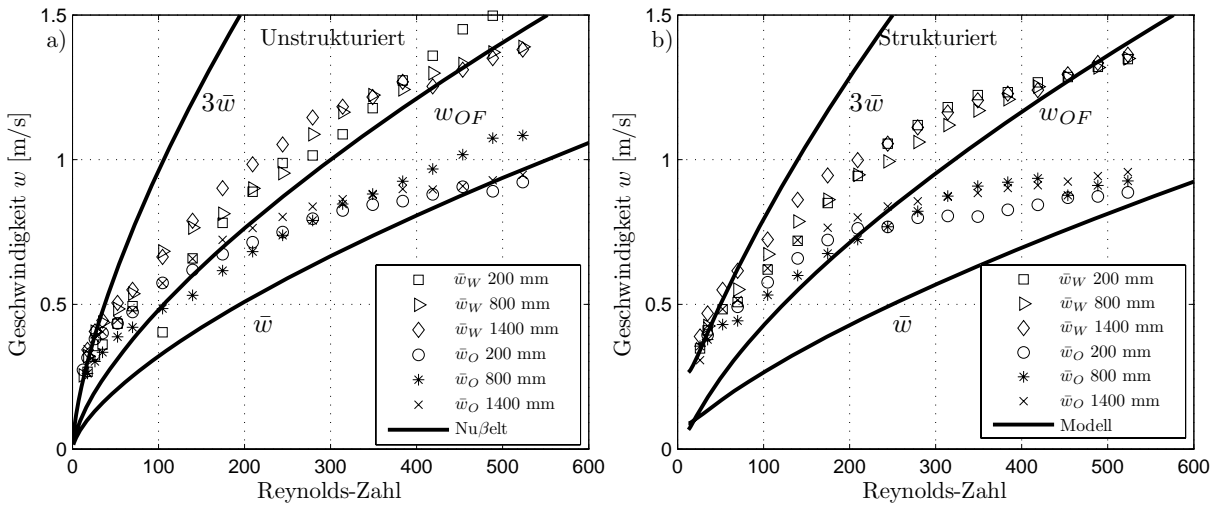
Die Häufigkeitsverteilung wurde in einem Bereich von der maximalen Geschwindigkeit  $w_{max} = 3 \frac{m}{s}$  mit einer Klassennummer  $K = 40$  ausgewertet. Vereinzelt werden Wellen



mit Geschwindigkeiten über  $w_W > 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  detektiert. Für  $Re_L = 105$  ist das arithmetische Mittel der Wellengeschwindigkeiten  $\bar{w}_W = 0,69 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ , für  $Re_L = 250$  gleich  $\bar{w}_W = 1,02 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  und für  $Re_L = 420$  gleich  $\bar{w}_W = 1,26 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ .

Neben der Wellengeschwindigkeit kann die gewichtete mittlere Wellengeschwindigkeit über eine Kreuzkorrelation des gesamten Filmverlaufs über die Messperiode ermittelt werden. In Abbildung 6.27 b) wird die Häufigkeitsverteilung der Geschwindigkeit dargestellt. Hier wird der Unterschied der verschiedenen Geschwindigkeitsarten aus den jeweiligen Berechnungen verdeutlicht. Die gewichtete mittlere Wellengeschwindigkeit, die in der Häufigkeitsverteilung anhand der 50 Messungen dargestellt wird, variiert kaum. Für niedrige Reynolds-Zahlen ist die ermittelte Wellengeschwindigkeit im Mittel geringfügig kleiner als die gewichtete mittlere Wellengeschwindigkeit.

Auch wenn die Wellengeschwindigkeiten untereinander sehr unterschiedlich sind, so ist die Gesamtbewegung der Filmoberfläche einheitlich verteilt. Mit der Gesamtbewegung der Filmoberfläche ist hier nicht die Oberflächengeschwindigkeit gemeint.



**Abb. 6.28:** Geschwindigkeiten über Reynolds-Zahlen für a) strukturierte Oberflächen und b) unstrukturierte Oberflächen

In Abbildungen 6.28 a) und b) werden die gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeiten  $\bar{w}_O$  und die mittleren Wellengeschwindigkeiten  $\bar{w}_W$  der Messungen für die Lauflängen  $z = 200 \text{ mm}$ ,  $800 \text{ mm}$  und  $1400 \text{ mm}$  dargestellt. Die eingezeichneten Linien stellen die theoretischen Verläufe für die mittlere Geschwindigkeit der Filmströmung  $\bar{w}$ , die Filmoberflächengeschwindigkeit  $w_{OF}$  und dreimal die mittlere Filmgeschwindigkeit dar. Die mittlere Geschwindigkeit der Filmströmung  $\bar{w}$  und der Filmoberfläche  $w_{OF}$  wird für die unstrukturierte Oberfläche nach der Nußelttheorie und für die strukturierte Oberfläche nach dem Modell in Kapitel 5.4 berechnet.

Der Faktor 3 geht aus der Theorie von Hanratty und Hershman [55] für kleine Filmdicken

hervor. Nach Kapitza [69] ist die Wellengeschwindigkeit für niedrige Reynolds-Zahlen um den Faktor 2,4 größer als die mittlere Filmgeschwindigkeit.

Für keinen der drei Verläufe stimmen die gemessenen Geschwindigkeiten im gesamten betrachteten Reynolds-Zahlenbereich überein. Für niedrige Reynolds-Zahlen ist die dreifache mittlere Filmgeschwindigkeit  $\bar{w}$  annähernd gleich der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{w}_W$  der detektierten Wellen.

Steigt die Reynolds-Zahl an, dann ist die Geschwindigkeit der Filmoberfläche  $w_{OF}$  ungefähr gleich der mittleren Wellengeschwindigkeit  $\bar{w}_W$ . Somit wird das Modell der Wellenbewegung im laminar-welligen Bereich untermauert, das aussagt, dass die Wellen sich mit der Filmströmung mitbewegen und somit die Wellengeschwindigkeit der Oberflächengeschwindigkeit der Filmströmung entspricht. Sobald eine kritische Reynolds-Zahl von ungefähr  $Re_{L,krit} = 200$  erreicht wird, treten vermehrt Rollwellen auf, deren Geschwindigkeit sich merklich von der Oberflächengeschwindigkeit  $w_{OF}$  unterscheidet.

Für hohe Reynolds-Zahlen kann die gewichtete mittlere Wellengeschwindigkeit  $w_O$  annähernd gleich der mittleren Geschwindigkeit der Filmströmung  $\bar{w}$  angenommen werden. Die Wellengeschwindigkeit ist im gesamten Reynolds-Zahlenbereich größer als die berechnete gewichtete mittlere Wellengeschwindigkeit, jedoch nimmt der Unterschied für hohe Reynolds-Zahlen ab. Brauer [27] betrachtete in seiner Arbeit das Verhältnis der maximalen Oberflächengeschwindigkeit zur mittleren Filmgeschwindigkeit. Bis zu einer kritischen Reynolds-Zahl  $Re_{L,krit} = 90$  beträgt das Verhältnis den theoretischen Wert 1,5, und nach einem kurzen Übergangsbereich steigt der Wert auf 2,15 an.

Für Reynolds-Zahlen über  $Re_L = 400$  stellte er wieder das gleiche Verhältnis von gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeiten zur mittleren Filmgeschwindigkeit fest. Für niedrige Reynolds-Zahlen beträgt das Verhältnis der mittleren Geschwindigkeit zur gemessenen Oberflächengeschwindigkeit  $w_{OF}$  ungefähr 3.

In Abbildung 6.28 b) werden die gleichen Messungen für das strukturierte Rohr dargestellt. Die berechneten Werte werden durch ein numerisches Modell abgebildet, das in Kapitel 5.4 beschrieben wird.

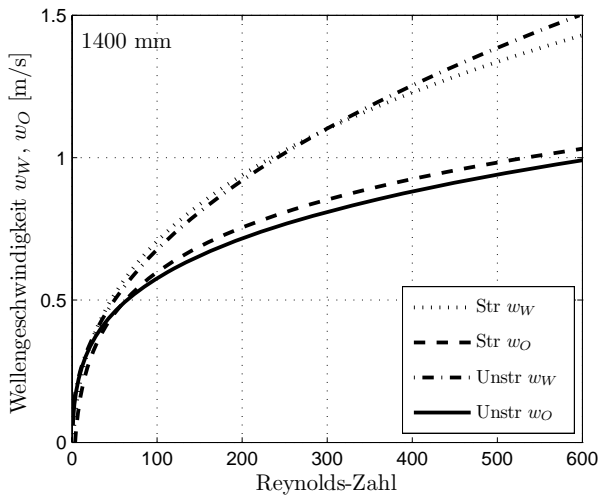


Abb. 6.29: Korrelationen

Abbildung 6.29 stellt die Korrelationen aus den gemessenen gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeiten und Wellengeschwindigkeiten für das strukturierte und unstrukturierte Rohr dar. Die Wellengeschwindigkeiten sind sowohl für die strukturierte als auch für die unstrukturierte Oberfläche annähernd gleich. Unterschiede sind nur für die gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeiten zu erkennen, wo für höhere Reynolds-Zahlen die Geschwindigkeit auf der strukturierten Oberfläche leicht höher ist.

Allgemein kann von einem sehr ähnlichen Verlauf von strukturierten und unstrukturierten Wellengeschwindigkeiten ausgegangen werden.

Fulford [50] unternahm den Versuch, dimensionslose Wellengeschwindigkeiten darzustellen. Er setzte das Verhältnis der Wellengeschwindigkeit  $w_W$  zur theoretischen Oberflächengeschwindigkeit, die nach der Nußelt'schen Wasserhauttheorie  $w_{OF,Nu}$  nach Gleichung 2.3 bestimmt wird.

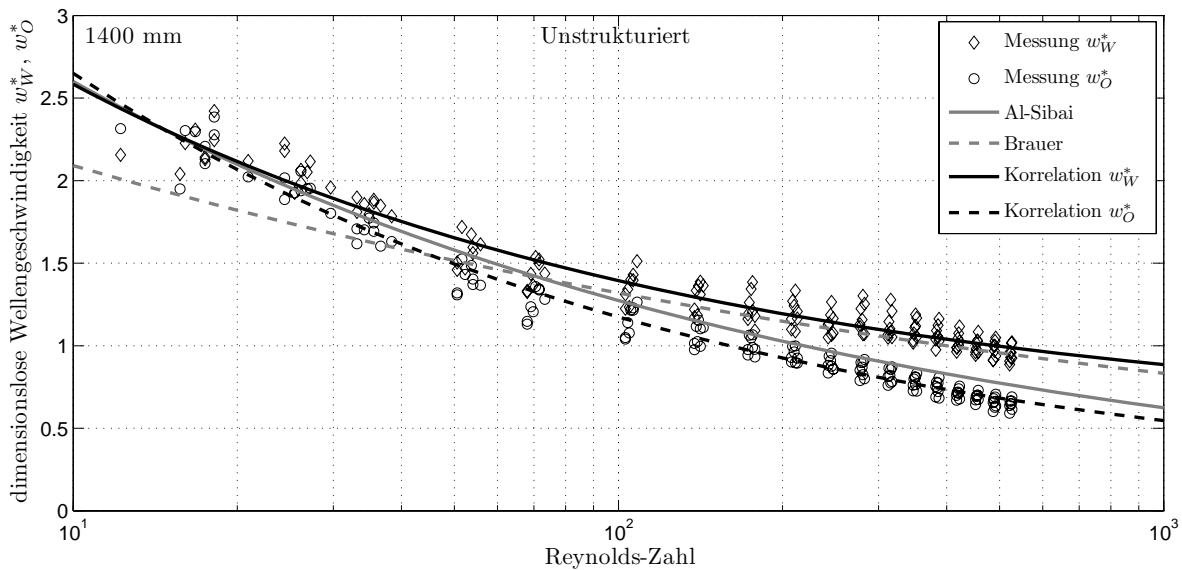


Abb. 6.30: Vergleich experimentell ermittelter dimensionsloser gewichteter mittlerer Wellengeschwindigkeiten und mittlerer Wellengeschwindigkeiten mit eigener Korrelation und Korrelationen anderer Autoren

In Abbildung 6.30 werden die gemessenen Daten der dimensionslosen gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeit  $w_O^*$  und der Wellengeschwindigkeit  $w_W^*$  mit Korrelationen aus

der Literatur verglichen. Für die dimensionslose Wellengeschwindigkeit stellte Al-Sibai [5] eine Korrelation über der Reynolds-Zahl auf. Brauer [27] stellte eine Korrelation für die mittlere Geschwindigkeit der Filmströmung auf, die in Abbildung 6.30 mit dem Faktor 1,5 analog zur Nußelttheorie multipliziert wurde. Die dimensionslose Oberflächengeschwindigkeit wird aus dieser Korrelation nach Gleichung 2.3 berechnet.

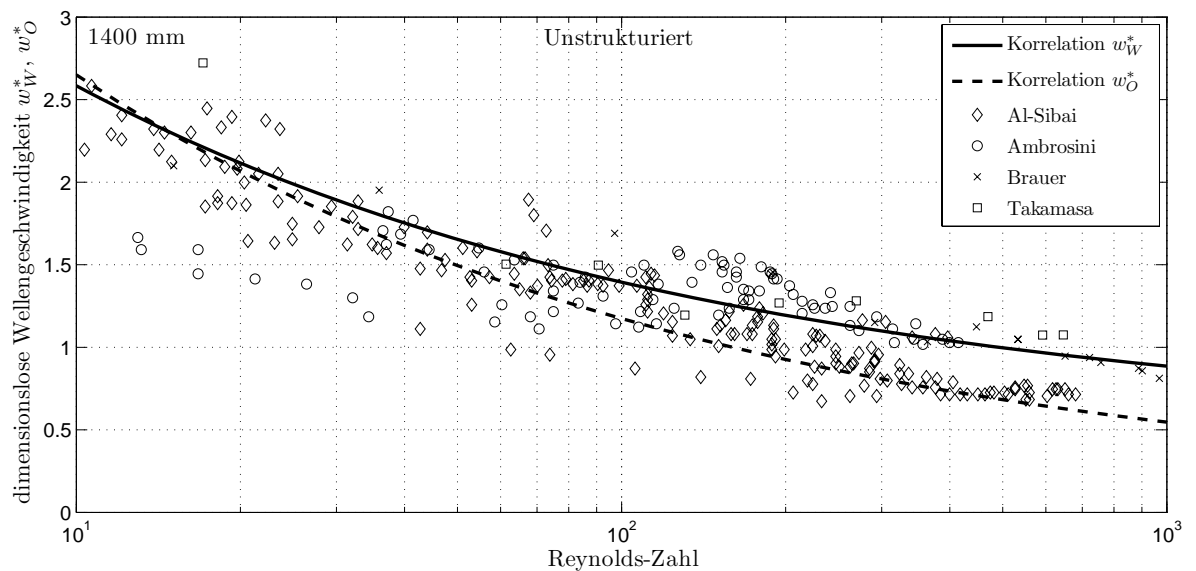
$$w_{O,W}^* = A \cdot Re^B + C \quad (6.7)$$

In Tabelle 6.3 sind die Koeffizienten der Korrelation aus den Messungen dargestellt, die nach Gleichung 6.7 ermittelt wurden.

**Tabelle 6.3:** Berechnete Koeffizienten für die Korrelation der Wellengeschwindigkeiten

	Potenzgesetz	A	B	C
Korrelation $w_W^*$	Gleichung 6.7	4,857	-0,368	0,505
Korrelation $w_O^*$	Gleichung 6.7	6,04	-0,371	0,082

In Abbildung 6.31 werden die aus den unstrukturierten Messungen ermittelten Korrelationen für die dimensionslosen Geschwindigkeiten mit Messungen anderer Autoren verglichen.



**Abb. 6.31:** Vergleich eigener Korrelationen mit Messungen der dimensionslosen Oberflächen- und Wellengeschwindigkeiten anderer Autoren

Eine Übereinstimmung der gemessenen Werte der gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeit wurde mit Messungen von Al-Sibai festgestellt, der in seiner Arbeit die Wellengeschwindigkeit einzeln ermittelt. Warum gerade hier die Wellengeschwindigkeiten nicht übereinstimmen, könnte an den verwendeten viskosen Ölen liegen, deren Geschwindigkeit nach Al-Sibai im Verhältnis zu Wasser um bis zum fünffachen höher ist.

Für höhere Reynolds-Zahlen ist eine Übereinstimmung der Messungen von Brauer, Takahama und Ambrosini mit der Korrelation der Wellengeschwindigkeit festzustellen.

Der Unterschied zu den Ergebnissen anderer Autoren liegt darin begründet, dass entweder die Betrachtung und somit Auswertung von Wellengeschwindigkeiten unterschiedlich ist oder unterschiedliche Messtechniken eingesetzt wurden, um diese zu detektieren.

Wie schon in Kapitel 4.1.2 beschrieben wird, kommt es gerade bei den Messungen von Wellengeschwindigkeiten auf berührungslose Detektion sowie auf fundierte Auswertung dieser Messdaten an. Daten aus der Literatur zum Vergleich der strukturierten gemessenen Wellengeschwindigkeiten lagen nicht vor. Da die Verläufe zwischen der strukturierten und unstrukturierten Oberfläche sehr ähnlich sind, wird von einer eher geringen Beeinflussung der Wellengeschwindigkeiten durch die hier verwendeten Strukturen gerade bei hohen Reynolds-Zahlen ausgegangen.

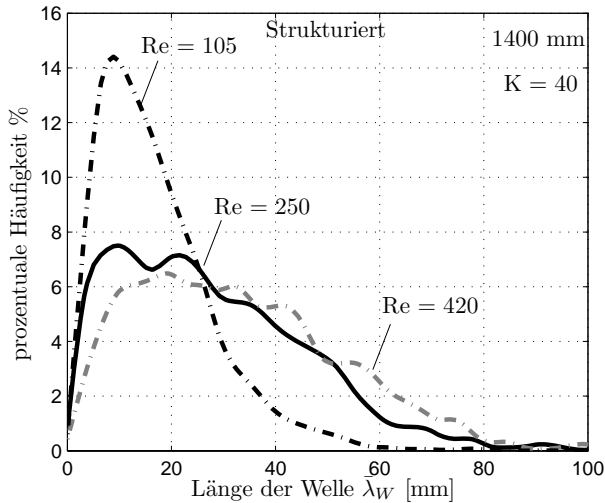
Um eine größere Genauigkeit bei Messungen der Filmverläufe für sehr niedrige Reynolds-Zahlen zu erreichen, muss der Abbildungsmaßstab verändert werden (andere Objektive), was im Rahmen der durchgeführten Messreihen bisher nicht erfolgte. Mit dieser Maßnahme kann die mittlere Wellengeschwindigkeit für niedrige Reynolds-Zahlen genauer bestimmt werden.

Allerdings zeigen die bisher durchgeführten Messungen, dass es für niedrige Reynolds-Zahlen keinen signifikanten Unterschied zwischen der gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeit  $w_O^*$  und der mittleren Wellengeschwindigkeit  $w_W^*$  gibt.

### 6.2.3 Mittlere Länge der Welle und Wellenperiode

Die Länge der Welle ist neben der mittleren Wellenamplitude und der Wellenfrequenz der Parameter, der den Transportvorgang des herabströmenden Flüssigkeitsfilms beschreibt. In Abbildung 6.32 wird die Häufigkeitsverteilung der Längen der Wellen dargestellt. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Länge der Wellen  $\lambda_W$  nicht der Länge einer Periode (z.B. bei Sinusschwingung) entspricht. Die Filmströmung wird durch Wellen und dem dann folgenden Residualfilm beschrieben, dessen freie Oberfläche sehr glatt ist. In Abbildung 4.6 sind die Definitionen der Film- und Wellenparameter grafisch dargestellt.

Mit der Kenntnis über Wellenamplitude und Wellengeschwindigkeit kann eine Aussage darüber getroffen werden, welcher Anteil der Flüssigkeitsströmung im Basisfilm und welcher in der Welle transportiert wird.



**Abb. 6.32:** Häufigkeitsverteilung der mittleren Länge der Wellen

Wie die Häufigkeitsverteilung zeigt, kann gerade bei größeren Reynolds-Zahlen nicht von einer gleichmäßigen Form der Wellen ausgegangen werden. Dies hat sich schon bei der Häufigkeitsverteilung der Wellenamplituden gezeigt. So ist ebenso bei der Häufigkeitsverteilung der Länge der Wellen von einer Rayleigh- oder einer Maxwellverteilung jedoch nicht von einer Normalverteilung auszugehen.

Aus den berechneten Wellenlängen einer jeden Messung wird ein arithmetischer Mittelwert  $\bar{\lambda}_W$  bestimmt.

In Abbildung 6.33 wird dieser Parameter über der Reynolds-Zahl dargestellt. Als weitere Kenngröße der Strömung wird aus der mittleren Frequenz einer jeden Messung und der gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeit die mittlere räumliche Periodenlänge  $\bar{\lambda}_P$  ermittelt. Diese Größe beschreibt den mittleren Abstand von den Wellen zueinander. Dieser Zusammenhang wird ebenso in Abbildung 4.6 dargestellt. In der Abbildung sind mehrere Wellen zu sehen. Wellengeschwindigkeiten und Wellenamplituden haben bei gleicher Reynolds-Zahl recht unterschiedliche Werte ergeben. Somit laufen Wellen ineinander und kumulieren.

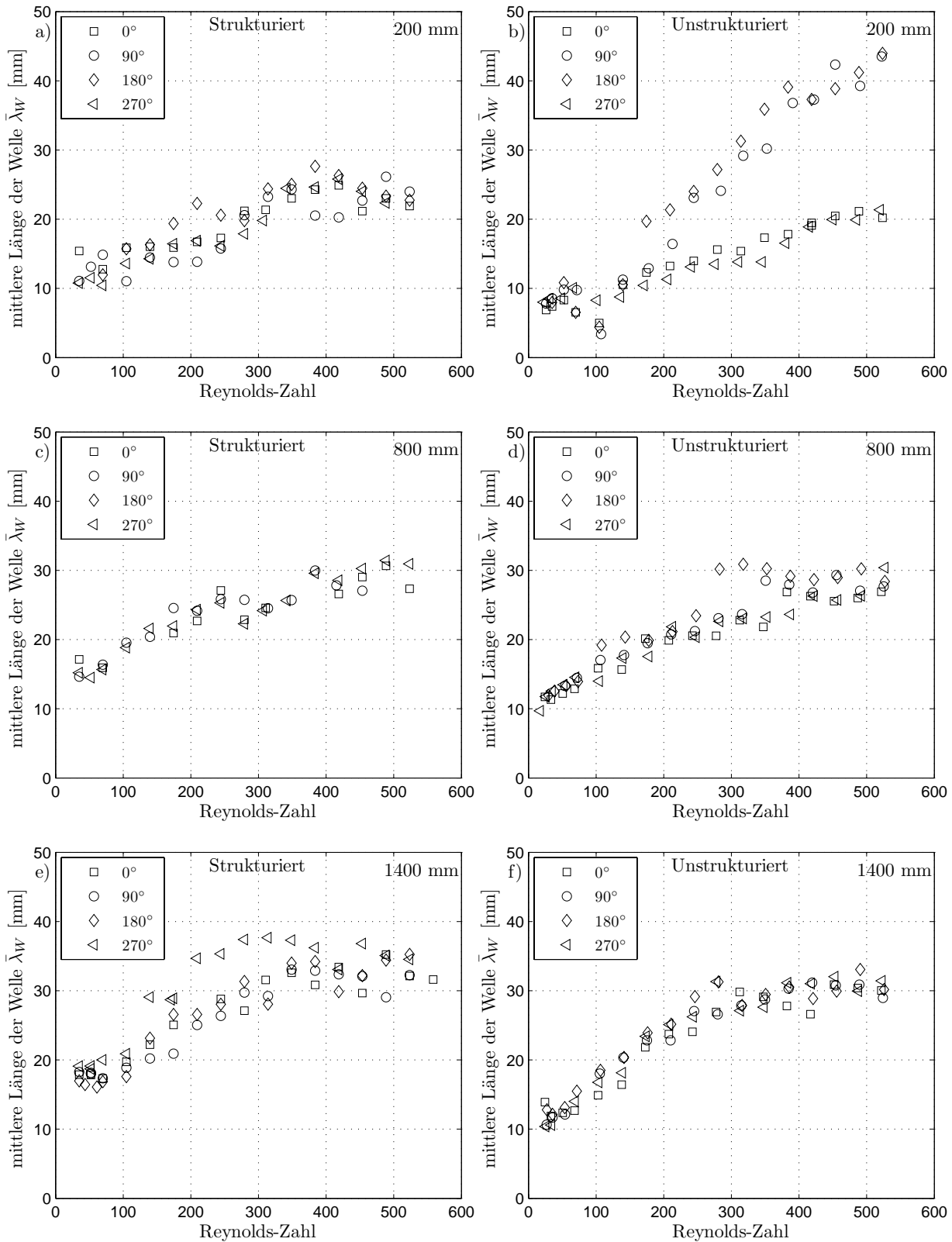
Die Länge einer Wellenperiode eines Flüssigkeitsfilms wird wie folgt berechnet

$$\bar{\lambda}_P = \frac{\bar{w}_O}{f_W} . \quad (6.8)$$

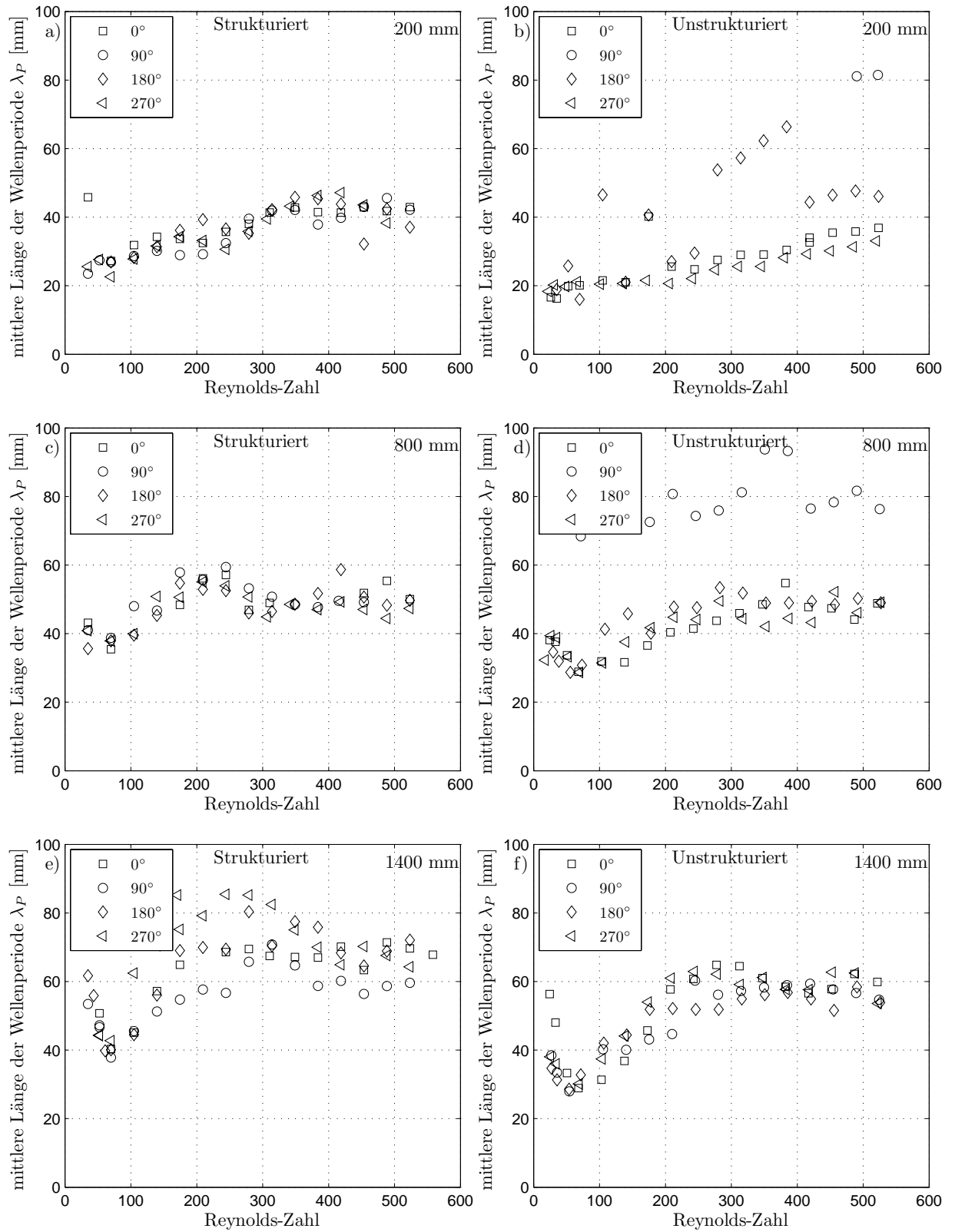
Im folgenden Abschnitt  $f_W$  werden die Wellenfrequenzen definiert.

Die Länge der Wellen  $\bar{\lambda}_W$  steigt mit zunehmender Lauflänge sowohl für das strukturierte Rohr als auch für das unstrukturierte Rohr an. Ebenso nimmt  $\bar{\lambda}_W$  mit steigender Reynolds-Zahl bis ungefähr  $Re_L = 300$  für die Lauflänge  $z = 1400$  mm zu.

Danach bleibt die Länge der Welle annähernd konstant. Für das strukturierte Rohr ist im Vergleich zum unstrukturierten eine geringfügig größere Länge der Welle zu verzeichnen.



**Abb. 6.33:** Mittlere Länge der Welle für verschiedene Lauflängen



**Abb. 6.34:** Mittlere Länge der Wellenperiode für verschiedene Lauflängen



### 6.2.4 Wellenfrequenz

Aus den Filmdickenmessungen der CHR-Methode und den schattenfotografischen Messungen werden Wellenfrequenzen für verschiedene Reynolds-Zahlen bestimmt. Dabei wird jede einzelne Welle mit Hilfe des in Kapitel 5.1 beschriebenen Algorithmus ermittelt und die Anzahl der Wellen berechnet. Aus der Anzahl  $N_W$  der ermittelten Wellen in der Zeit  $\tau$  der Messperiode lässt sich dann die Wellenfrequenz wie folgt berechnen

$$f_W = \frac{N_W}{\tau} . \quad (6.9)$$

In Abbildung 6.35 werden die Wellenfrequenzen  $f_W$  für die strukturierte und unstrukturierte Oberfläche für verschiedene Lauflängen und Reynolds-Zahlen präsentiert. In den Abbildungen a) und b) für  $z = 200$  mm hat der Flüssigkeitsfilm noch eine hohe Wellenfrequenz. Dies wird auch in der Filmdickendarstellung in Abbildung 6.13 gerade für niedrige Reynolds-Zahlen verdeutlicht.

Die Wellenentstehung wird durch Instabilitäten auf der Oberfläche bewirkt, sodass sich erst viele kleine Wellen bilden. Entlang der Lauflänge bilden sich aus diesen vielen kleinen Wellen wenige große. Somit sinkt die Wellenfrequenz mit zunehmender Lauflänge. Dieser Zusammenhang wird in den Abbildungen 6.35 a), c) und e) für die strukturierte Oberfläche dargestellt, wobei die Wellenfrequenz entlang der Lauflänge um bis zu 50 % abnimmt.

Kleinen Wellen agglomerieren zu großen Wellen. Die geringere Wellenanzahl hat demnach eine größere Länge der Wellenperiode zur Folge. Weitere Änderungen der Wellenfrequenz werden mit zunehmender Lauflänge – wie die bisherigen Ergebnisse des schon ausgebildeten Wellenprofils gezeigt haben – gering sein. Der Verlauf der Wellenfrequenzen kann für die strukturierte Oberfläche wie folgt beschrieben werden:

Für niedrige Reynolds-Zahlen sind die Wellenfrequenzen gering und steigen dann bis zur Reynolds-Zahl  $Re_L \approx 100$  stark an. Mit steigender Reynolds-Zahl erhöht sich dann die Wellenfrequenz nur noch geringfügig. Für die Abbildungen c) und d) ist die Wellenfrequenz zwischen  $100 < Re_L < 300$  annähernd konstant und steigt dann wieder mit größeren Reynolds-Zahlen.

Allgemein sind die Wellenfrequenzen der strukturierten Oberfläche geringer. Das heißt, es treten weniger Wellen auf. In Abschnitt 6.2.1 wurde gezeigt, dass die Amplituden und die Länge der Wellen auf strukturierter Rohroberfläche größer sind. Da die Frequenz niedriger ist, lässt sich über den Unterschied des Massentransports durch Wellen für strukturierte und unstrukturierte Oberflächen keine eindeutige Aussage treffen.

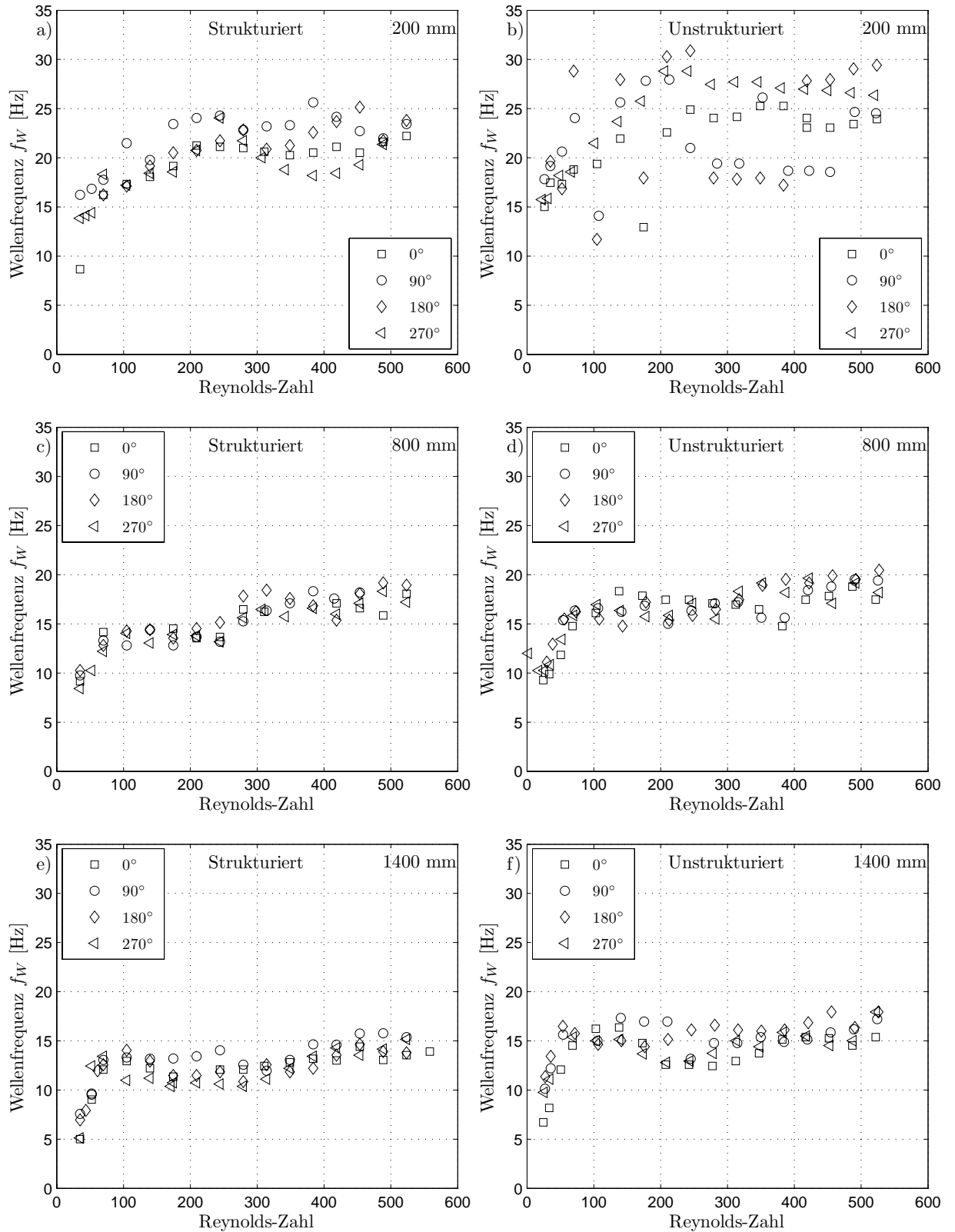
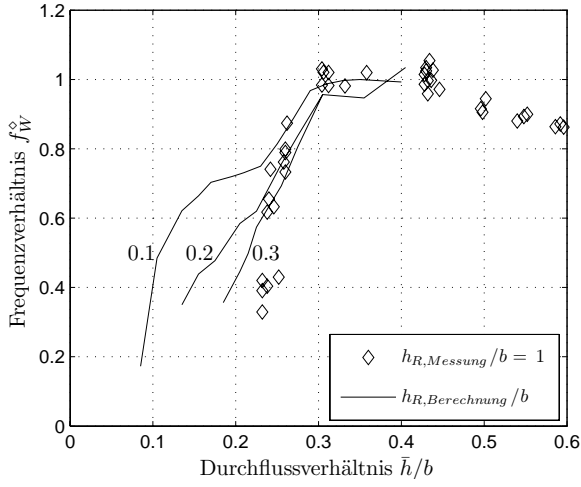


Abb. 6.35: Wellenfrequenzen über Reynolds-Zahl

Wellen entstehen auf der unstrukturierten Oberfläche schon bei kleineren Reynolds-Zahlen. Um dieses Verhältnis zu verdeutlichen, wurden Wellenfrequenzen aus Messungen der CHR-Methode für niedrige Reynolds-Zahlen ausgewertet.



**Abb. 6.36:** Verhältnis Wellenfrequenzen

Abbildung 6.36 stellt diesen Zusammenhang dar. Die Parameter mittlerer Filmdicke  $\bar{h}$ , die Kammbreite  $b$  sowie Rillentiefe  $h_R$  sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Die Messungen wurden mit theoretischen Berechnungen nach der *Long Wave Theory* qualitativ verglichen, die in der Arbeit von Helbig et al. [57] beschrieben wird. Ergebnisse für größere Rillen/ Kammverhältnisse liegen noch nicht vor, jedoch zeigt hier der Vergleich eine sehr hohe Übereinstimmung zur Theorie. Für hohe Reynolds-Zahlen  $Re_L > 200$ , liegt bei  $f_W^\diamond = 0,9$ . Das Frequenzverhältnis ist wie folgt definiert

$$f_W^\diamond = \frac{f_{W,Str}}{f_{W,U nstr}}. \quad (6.10)$$

Die leichte Oberflächenwelligkeit im Bereich des Basisfilms sowie kleine Wellen, die der Auswertalgorithmus nicht detektiert hat, bleiben bei der Berechnung der Frequenz unberücksichtigt.

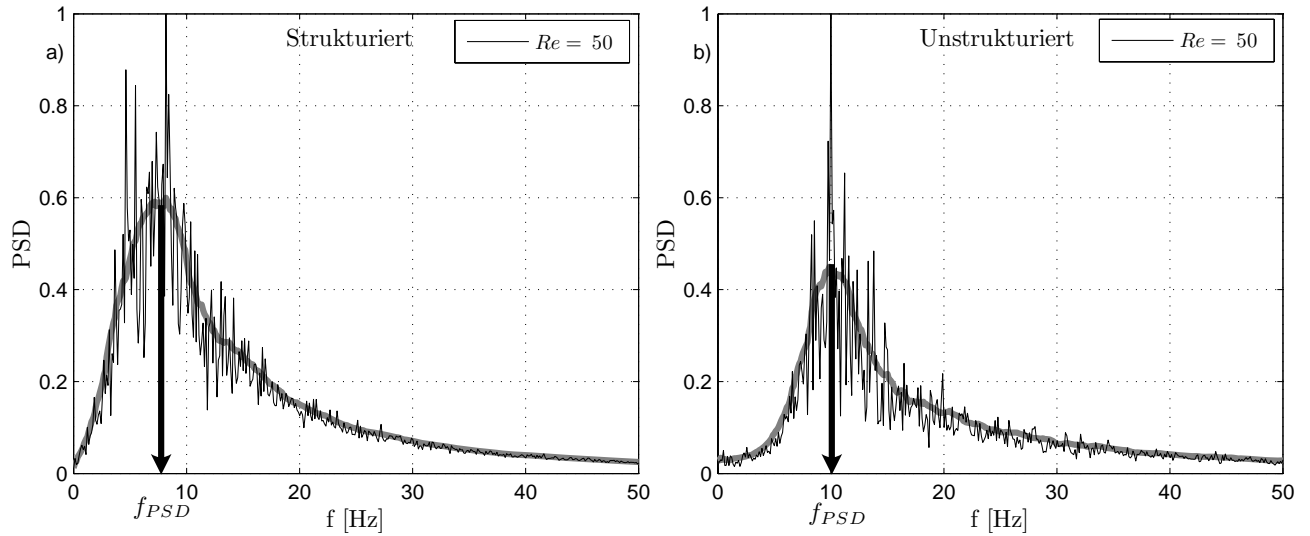
Um dies zu betrachten, werden Fourier-Transformationen zur Bestimmung der mittleren Wellenfrequenzen durchgeführt. Das Leistungsdichtespektrum – auch PSD (*Power Spectrum Density*) genannt – wird in Abhängigkeit der Autokorrelationsfunktion durch eine Fourier-Transformation bestimmt.

Bei der Betrachtung wird davon ausgegangen, dass das gemessene Signal viele verschiedene Frequenzen enthält. Dies trifft gerade für höhere Reynolds-Zahlen zu, bei denen die Wellen nicht wie bei sehr kleinen oder auch frequenzangeregten Wellen immer die gleiche Wellenlänge haben. Dieser Zusammenhang wurde in Abschnitt 6.2.3 verdeutlicht.

Das Leistungsdichtespektrum ist nach Tropea [115] wie folgt definiert

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{h_i h_i}(\tau) \exp(-j\omega\tau) d\tau \quad (6.11)$$

mit  $R_{h_i h_i}$  aus Gleichung 4.2.

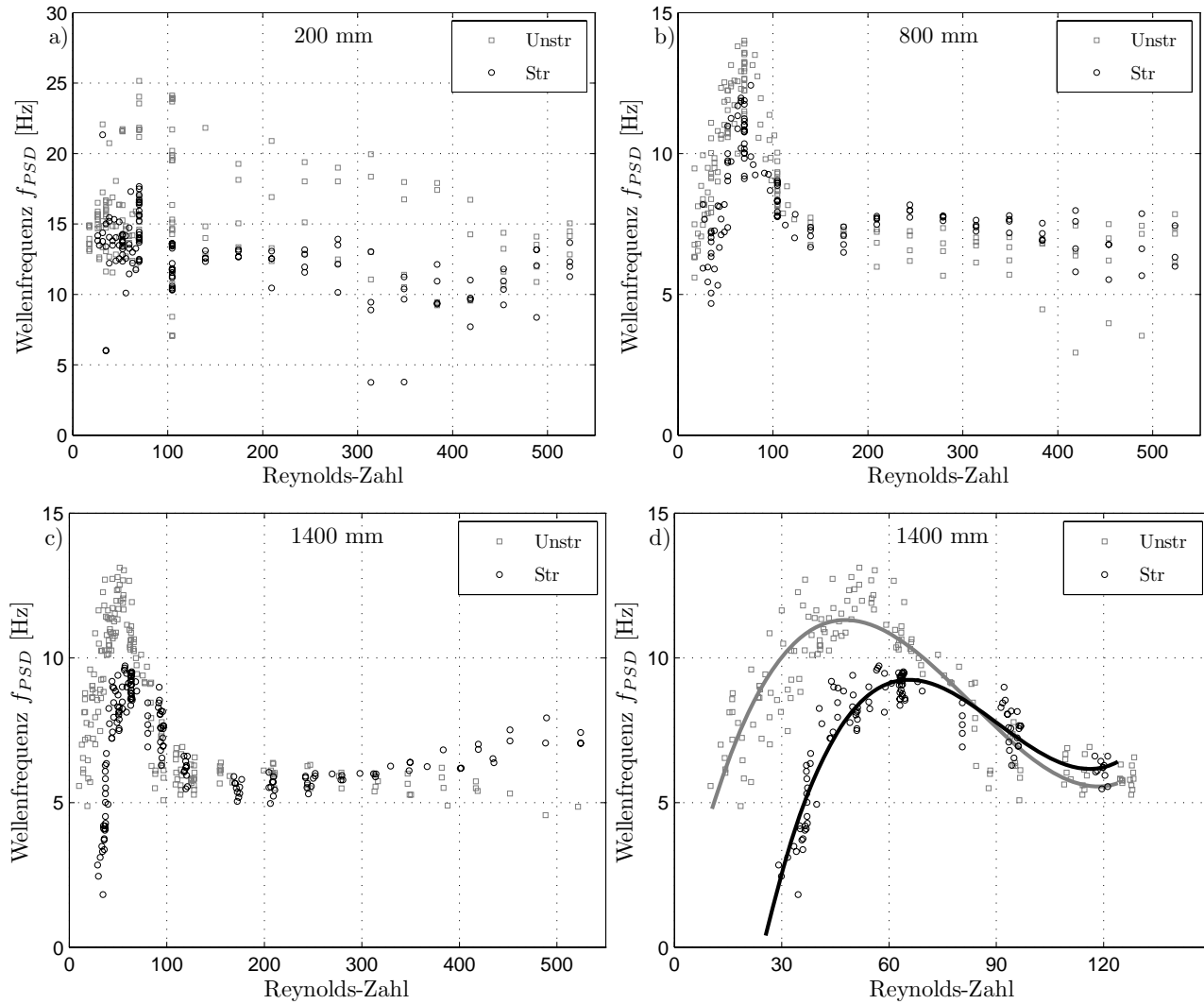


**Abb. 6.37:** a) PSD auf strukturierter Oberfläche    b) PSD auf unstrukturierter Oberfläche

In Abbildung 6.37 werden berechnete normierte Leistungsdichtespektren (PSD) für  $Re_L = 50$  für die Lauflänge  $z = 1400$  mm dargestellt. Da meist viele große Amplituden in einem engen Frequenzbereich auftreten, wird – hier grau dargestellt – die PSD geglättet. Nach der Glättung wird im Bereich des Maximums der PSD eine Gaußkurve approximiert. Das Maximum der Gaußkurve entspricht in etwa einer mittleren Frequenz  $f_{PSD}$  der PSD. Die ermittelte Frequenz ist somit ein spezifischer Mittelwert aus einem weiten Frequenzband.

In Abbildung 6.38 werden die ermittelten Wellenfrequenzen  $f_{PSD}$  für die drei verschiedenen Lauflängen dargestellt. In Abbildung 6.38 d) wird für die Lauflänge  $z = 1400$  mm die Frequenz  $f_{PSD}$  für den Reynolds-Zahlen-Bereich  $0 < Re_L < 150$  explizit dargestellt.

In der Abbildung 6.38 a) ist bei der Lauflänge  $z = 200$  mm noch kein eindeutiger Unterschied der Wellenfrequenzen für die strukturierte und unstrukturierte Oberfläche bei niedrigen Reynolds-Zahlen zu erkennen. Allgemein ist die Wellenfrequenz auf der strukturierten Oberfläche geringer und nimmt mit steigender Reynolds-Zahl  $Re_L$  geringfügig ab.



**Abb. 6.38:** Wellenfrequenzen über Reynolds-Zahl

Bei der Lauflänge  $z = 800$  mm tritt ein spezifisches Maximum der Wellenfrequenzen (laminar-welliger Film) bei  $Re_L = 70$  auf. Wird die Reynolds-Zahl weiter erhöht, fällt die Wellenfrequenz bis zu  $Re_L = 130$  und bleibt dann annähernd konstant.

Für die Lauflänge  $z = 1400$  mm ist ein ähnlicher Verlauf zu beobachten, jedoch ist das Maximum der Wellenfrequenz auf der unstrukturierten Oberfläche ausgeprägter als auf der strukturierten Oberfläche.

Auf der unstrukturierten Oberfläche ist bei niedrigen Reynolds-Zahlen viel früher eine wellige Filmströmung zu beobachten. Dies wird in Abbildung 6.38 d) verdeutlicht. Die maximale Wellenfrequenz liegt dabei für die unstrukturierte Oberfläche um 30 % oberhalb der strukturierten.

Die Wellenfrequenz für die unstrukturierte Oberfläche bei hohen Reynolds-Zahlen ist kleiner als die Wellenfrequenz auf der strukturierten Oberfläche.

Es kann eine hohe Übereinstimmung der gemessenen Wellenfrequenzen mit den Ergebnis-

sen von Brauner und Maron [28] festgestellt werden. Sie bestimmten die Wellenfrequenzen aus dem Frequenzspektrum der zeitlichen Filmdickenverläufe. Das Absinken der Wellenfrequenzen bei hohen Reynolds-Zahlen bei der unstrukturierten Messung lässt sich anhand der vermehrt auftretenden Fehlmessungen erklären, die für die unstrukturierte Oberfläche ausgeprägter ist. Somit werden die auftretenden steilen Wellen der Flüssigkeitsströmung nicht mehr dargestellt, und die durch die PSD ausgewertete Wellenfrequenz nimmt ab. Für die Auswertung bei hohen Reynolds-Zahlen  $Re_L > 400$  sollten wiederum die Filmdickenmessungen mit der SG-Methode verwendet werden. Aufgrund des geringen Kernspeichers der Kamera lassen sich zurzeit keine Langzeitaufnahmen in ausreichender Anzahl mit der verwendeten HS-Kamera realisieren.

### 6.2.5 Oberflächenverhältnis

Der Einfluss der Vergrößerung der Filmoberfläche durch Wellen wird durch das Oberflächenverhältnis  $\phi_O$  beschrieben.

Die Berechnung wurde in Kapitel 5.2.4 erläutert. Dieser Faktor gilt originär nur für zwei-dimensionale Filmverläufe mit gradliniger Wellenfront. Die Änderung der Filmdicke innerhalb einer Messebene kann jedoch, wie in Abschnitt 6.1.2 gezeigt wurde, für reine Fallfilme im Reynolds-Zahlenbereich als gering betrachtet werden.

Brauer [27] kam zu dem Ergebnis, dass innerhalb des Reynolds-Zahlenbereichs von  $25 < Re_L < 1675$  die Oberflächenvergrößerung eine untergeordnete Rolle spielt. Es wurden Oberflächenvergrößerungen zwischen  $1,005 < \phi_O < 1,03$  gemessen. Nach Brauer ist für diese geringen Werte der Einfluss durch die Vergrößerung auf den Wärme- und Stofftransport zu vernachlässigen.

Dennoch wird hier als weiterer Wellenparameter die Oberflächenvergrößerung präsentiert. Sie dient als Vergleichsgröße für die Messungen mit Luftströmungen, deren Oberflächenverhältnis sich markant zu den Messungen ohne Luftströmung ändert.

Anhand des Oberflächenverhältnisses können Rückschlüsse auf die Wellenentstehung getroffen werden. Die berechneten Oberflächenverhältnisse nach Al-Sibai [5] zeigen über der Reynolds-Zahl eine abfallende Tendenz. Die berechneten Werte liegen ebenfalls im Bereich  $1,001 < \phi_O < 1,005$ .

In Abbildung 6.39 wird die gemessene Oberflächenvergrößerung aufgetragen. Dabei stimmen die Ergebnisse mit den gemessenen Werten von Al-Sibai in hohem Maße überein, jedoch sind die Verläufe mit steigender Reynolds-Zahl nicht degressiv. Die Oberfläche eines Flüssigkeitsfilms ist mit höheren Wellen größer, sodass das Oberflächenverhältnis mit steigender Reynolds-Zahl zunimmt. Für die Lauflänge  $z = 200$  ist dabei die Wellenentstehung qualitativ zu erkennen.

Für die Abbildung 6.39 a) steigt das Verhältnis  $\phi_O$  bis zu  $Re_L = 200$  an, sinkt dann wieder bis zu  $Re_L = 350$  und steigt dann wieder. Dieser Zusammenhang beruht auf dem Filmlegerprinzip, das als ein Einspritzsystem mit feststehenden Düsendurchmessern die Flüssigkeit ab einem bestimmten Volumenstrom stark beschleunigt und so schon einen welligen Film ab der Filmaufgabe erzeugt.

Für das unstrukturierte Rohr ist eine Welligkeit und somit ein größeres Oberflächenverhältnis nur bei niedrigen Reynolds-Zahlen zu beobachten. Mit zunehmender Lauflänge gleichen sich die Verläufe von unstrukturierten und strukturierten Oberflächen an. Die Oberflächenvergrößerung auf dem strukturierten Rohr fällt größer aus.

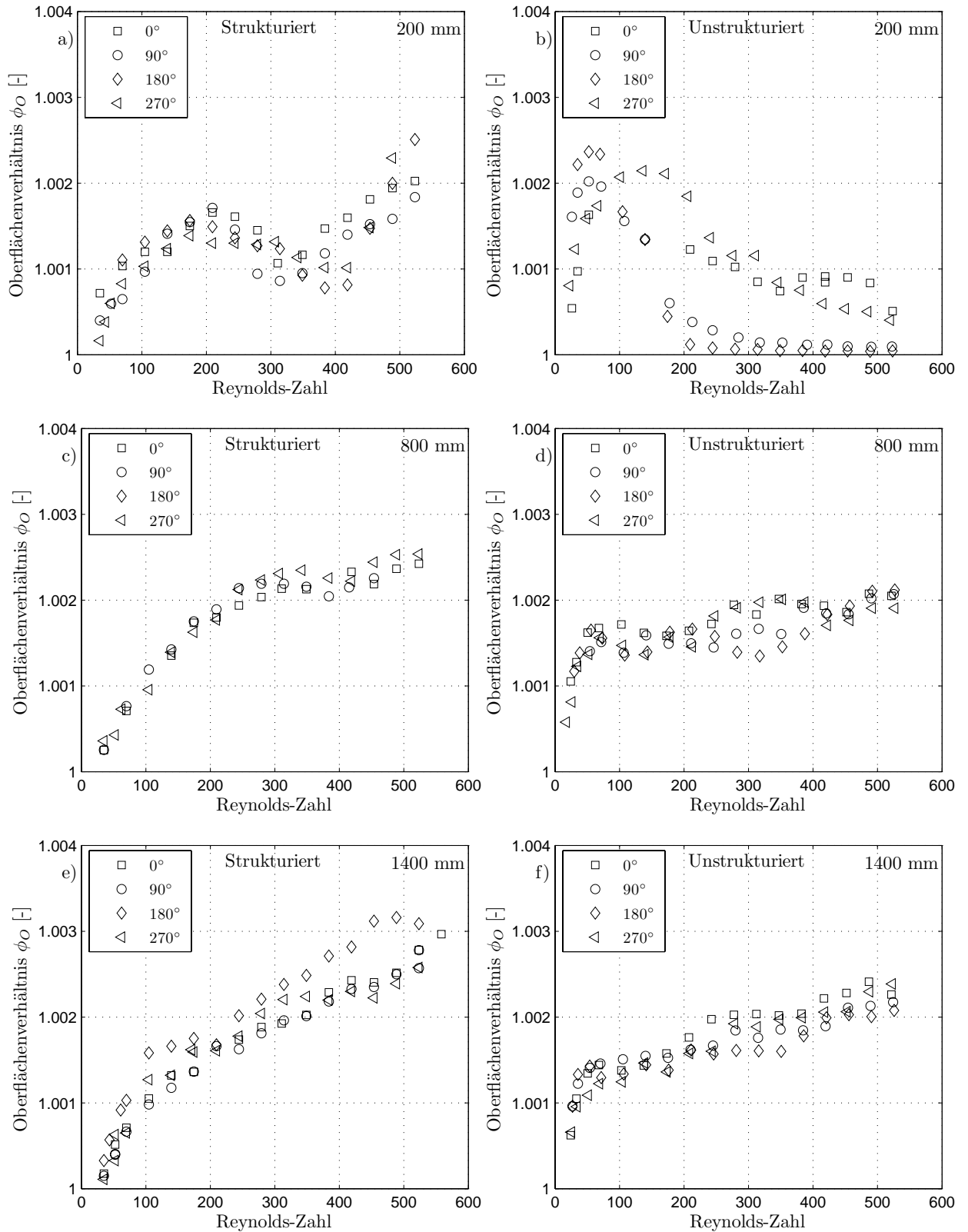


Abb. 6.39: Vergleich Oberflächenverhältnis auf strukturierter und unstrukturierter Oberfläche



## 6.3 Hydrodynamische Parameter eines schubspannungsgetriebenen Films

Für den durch Luftströmung beschleunigten Flüssigkeitsfilm werden ausgewählte zeitliche Filmverläufe sowie die in Kapitel 6.2 aufgeführten berechneten Wellenparameter für das strukturierte und unstrukturierte Rohr präsentiert. Neben der Oberflächenbeschaffenheit werden die Temperatur des Fluids sowie der Luftmassenstrom variiert. Hier wird zwischen dem verdunstenden Flüssigkeitsfilm und dem isothermen Flüssigkeitsfilm unterschieden, selbst wenn beim isothermen Flüssigkeitsfilm schon Verdunstung aufgrund des geringen Feuchtegehalts der trockenen Luft auftritt.

Mit isothermen Flüssigkeitsfilm ist ein Flüssigkeitsfilm gemeint, der bei Laborumgebungsbedingungen von  $T_U = 293$  K das Rohr herabströmt. Dabei hat die Luft, die im Gleichstrom strömt, annähernd die gleiche Temperatur.

### 6.3.1 Isotherme und verdunstende Flüssigkeitsfilme auf unstrukturierten Oberflächen

Im folgenden Abschnitt werden schubspannungsgetriebene Flüssigkeitsfilme auf unstrukturierter Oberfläche betrachtet. Hier wird neben der Reynolds-Zahl der Flüssigkeit  $Re_L$  auch die Reynolds-Zahl der Luft  $Re_G$  variiert. Die Luft strömt im Ringspalt zwischen dem Flüssigkeitsfilm und den Glasrohren im Gleichstrom. Die Reynolds-Zahl der Luft ist wie folgt definiert:  $Re_G = \frac{w_G d_h}{\nu_G}$ , mit  $d_h = d_a - d_i$ ,  $w_G$  der Strömungsgeschwindigkeit und  $\nu_G$  der kinematischen Viskosität der Luft.

Weiterhin werden die Temperaturen der Luft und des Flüssigkeitsfilms variiert. In Tabelle 6.4 sind die unterschiedlichen Stoffdaten für Wasser bei  $p_{abs} = 2$  bar, abhängig von der Flüssigkeitstemperatur, aufgelistet.

**Tabelle 6.4:** Stoffdaten für verschiedene Temperaturen

Temperatur	Druck	Viskosität $\nu$	Dichte	Oberflächenspannung	Kapitza-Zahl	Prandtl-Zahl
K	bar	m <sup>2</sup> /s	kg/m <sup>3</sup>	N/m	-	-
293	2	0,001005	998,18	0,072759	$3,84 \cdot 10^{10}$	7,028
393	2	0,00023162	943,23	0,054978	$3,44 \cdot 10^{12}$	1,439

Die Stoffwerte sind aus dem Webbook Nist [117] entnommen beziehungsweise aus den Korrelationen aus Anhang A berechnet. In Abbildung 6.40 sind die zeitlichen Filmverläufe für unterschiedliche Reynolds-Zahlen der Luft aufgetragen.

In den Abbildungen 6.40 bis 6.42 sind der Unterschied der zeitlichen Filmverläufe zwischen heißer und kalter sowie isothermen und verdunstenden Filmströmung für verschiedene Lauflängen dargestellt.

**Tabelle 6.5:** Übersicht Messungen mit Luftströmung für Lauflängen  $z = 50, 670$  und  $1290$  mm

Abb.	$Re_L$	$Re_G$	$\Gamma \left[ \frac{\text{kg}}{\text{ms}} \right]$	$\bar{T}_L$ [K]
a)	480	7800	0,5	293
b)	2240	8500	0,5	393
c)	480	8500	0,1	393
d)	480	15600	0,5	293
e)	2240	17000	0,5	393
f)	480	17000	0,1	393

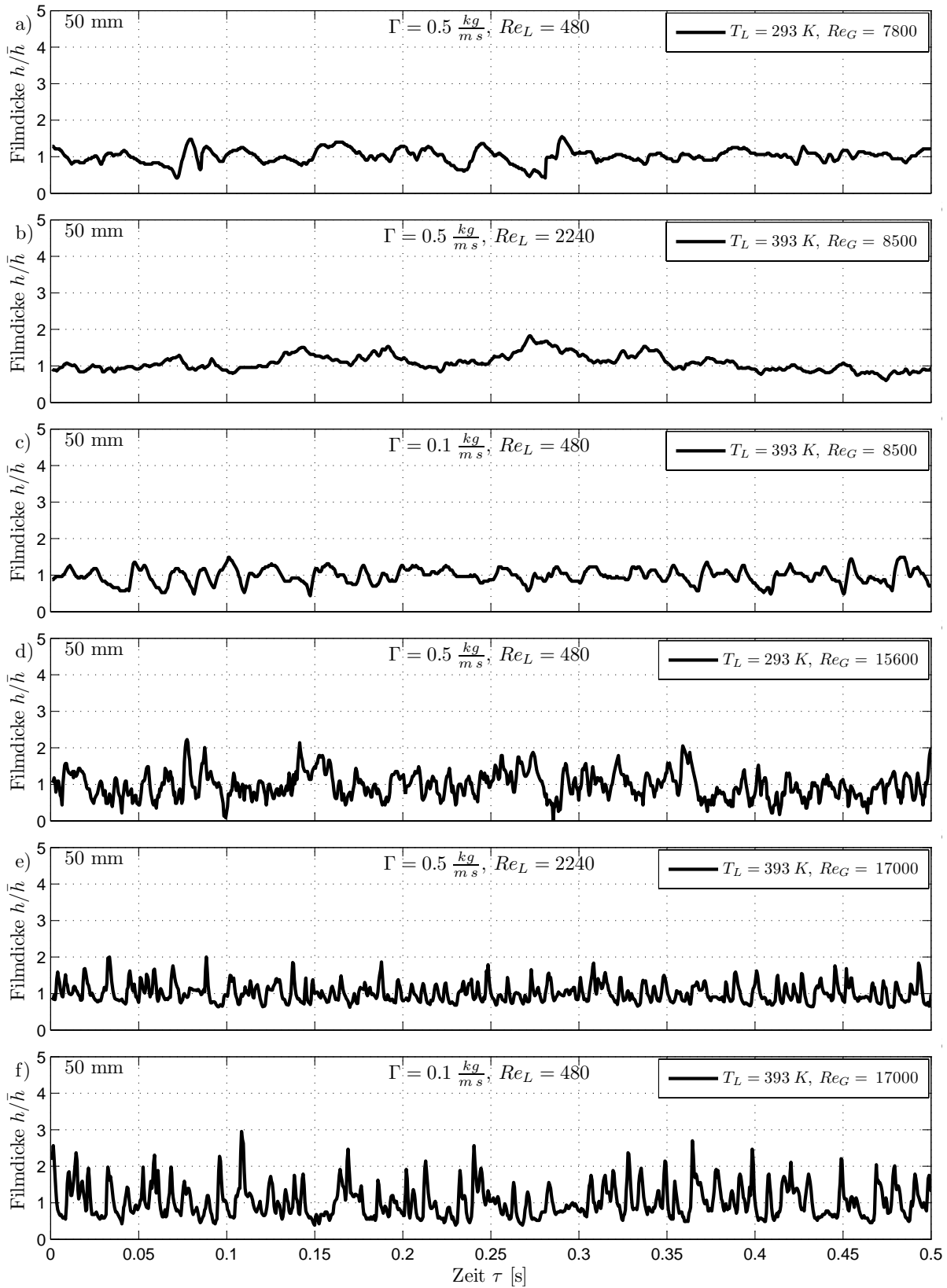
Markante Unterschiede der zeitlichen Filmverläufe sind an der Lauflänge zwischen dem isothermen Flüssigkeitsfilm in Abbildung a) und dem verdunstenden Flüssigkeitsfilm in Abbildung b) und c) für die Lauflänge  $z = 50$  mm zu erkennen. Der Flüssigkeitsfilm wird durch die Luft beschleunigt und an der Oberfläche leicht aufgewellt.

Für gleiche Reynolds-Zahlen der Flüssigkeit ist sowohl beim isothermen als auch beim verdunstenden Flüssigkeitsfilm schon eine Wellenausbildung zu erkennen, wobei diese beim verdunstenden Flüssigkeitsfilm ausgeprägter ist.

Der verdunstende Flüssigkeitsfilm in Abbildung b) besitzt eine allgemeine Oberflächenwelligkeit, jedoch können noch keine Wellen detektiert werden. Bei gleicher Reynolds-Zahl der Flüssigkeit ist der Massenstrom des isothermen kalten Flüssigkeitsfilms um den Faktor 5 größer als für den heißen verdunstenden Flüssigkeitsfilm. Dieser dünne Flüssigkeitsfilm hat schon erste ausgebildete kurze Wellen. Auch bei Luftströmung entwickeln sich die Wellen bei dünnen Flüssigkeitsfilmen schneller als bei dicken.

Wird die Luftzufuhr erhöht, weist die Oberfläche des Flüssigkeitsfilms sowohl für den isothermen als auch für den verdunstenden Flüssigkeitsfilm viele Wellen auf. Dabei hat der isotherme Flüssigkeitsfilm eine starke Oberflächenzerklüftung und längere Wellen.

Der verdunstende Flüssigkeitsfilm in Abbildung e) zeigt einen stark welligen Charakter in einem dicken Basisfilm auf. In Abbildung f) ist die Wellenentstehung am weitesten fortgeschritten. Aufgrund des geringen Durchflusses sind die Wellen ausgeprägt. Das Wellenwachstum ist jedoch für gleiche Reynolds-Zahlen beim isothermen Flüssigkeitsfilm bei Weitem ausgeprägter als bei dem verdunstenden Flüssigkeitsfilm.



**Abb. 6.40:** Zeitlicher Filmdickenverlauf bei der Reynolds-Zahl von  $Re_L = 480$  und  $Re_L = 2240$  für verschiedene Reynolds-Zahlen  $Re_G$  der Luft für  $z = 50$  mm

In Abbildung 6.41 werden die gleichen Filmverläufe mit den gleichen Versuchsparametern wie in Abbildung 6.40 für die Lauflänge  $z = 670$  mm präsentiert. In Abbildung 6.41 a) ist eine starke Rauigkeit der Filmoberfläche zu erkennen. Die Wellen besitzen dabei im Verhältnis zu den verdunstenden Flüssigkeitsfilmen bei der gleichen Lauflänge die größten Längen.

Der verdunstende Flüssigkeitsfilm bei gleichem spezifischem Massenstrom, der in Abbildung 6.41 b) dargestellt wird, hat eine sehr unruhige, wellige Oberfläche und eine hohe Wellenfrequenz. Wird der Massenstrom wieder reduziert, sind bei ungefähr gleicher Reynolds-Zahl der Luftströmung und gleicher Reynolds-Zahl der Flüssigkeit keine Ähnlichkeiten zwischen a) und c) zu erkennen. Der dünne Flüssigkeitsfilm in c) hat dabei Kapillarwellen, die vor den Wellenbergen strömen.

Wird nun wieder die Reynolds-Zahl der Luftströmung erhöht, wird in Abbildung d) die Strömungsform ein charakteristischen Wellen-Basisfilms beobachtet. Dabei ist der Basisfilm noch sehr rau oder leicht wellig. Die verdunstenden Flüssigkeitsfilme in Abbildung e) und f) weisen einen sehr hochfrequenten, welligen Flüssigkeitsfilm ohne jeglichen Basisfilmcharakter auf.

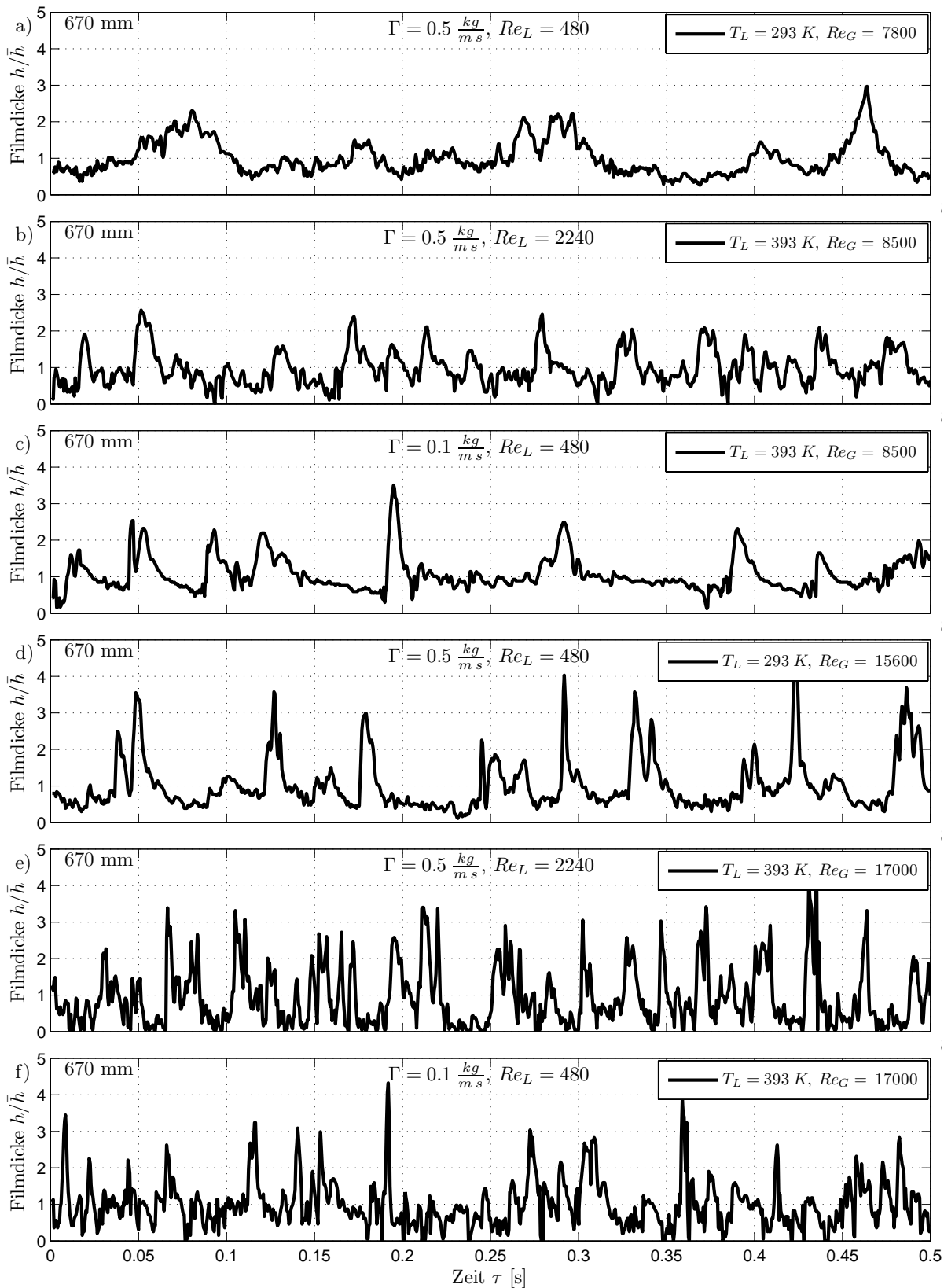


Abb. 6.41: Zeitlicher Filmdickenverlauf bei der Reynolds-Zahl von  $Re_L = 480$  und  $Re_L = 2240$  für verschiedene Reynolds-Zahlen  $Re_G$  der Luft für  $z = 670 \text{ mm}$

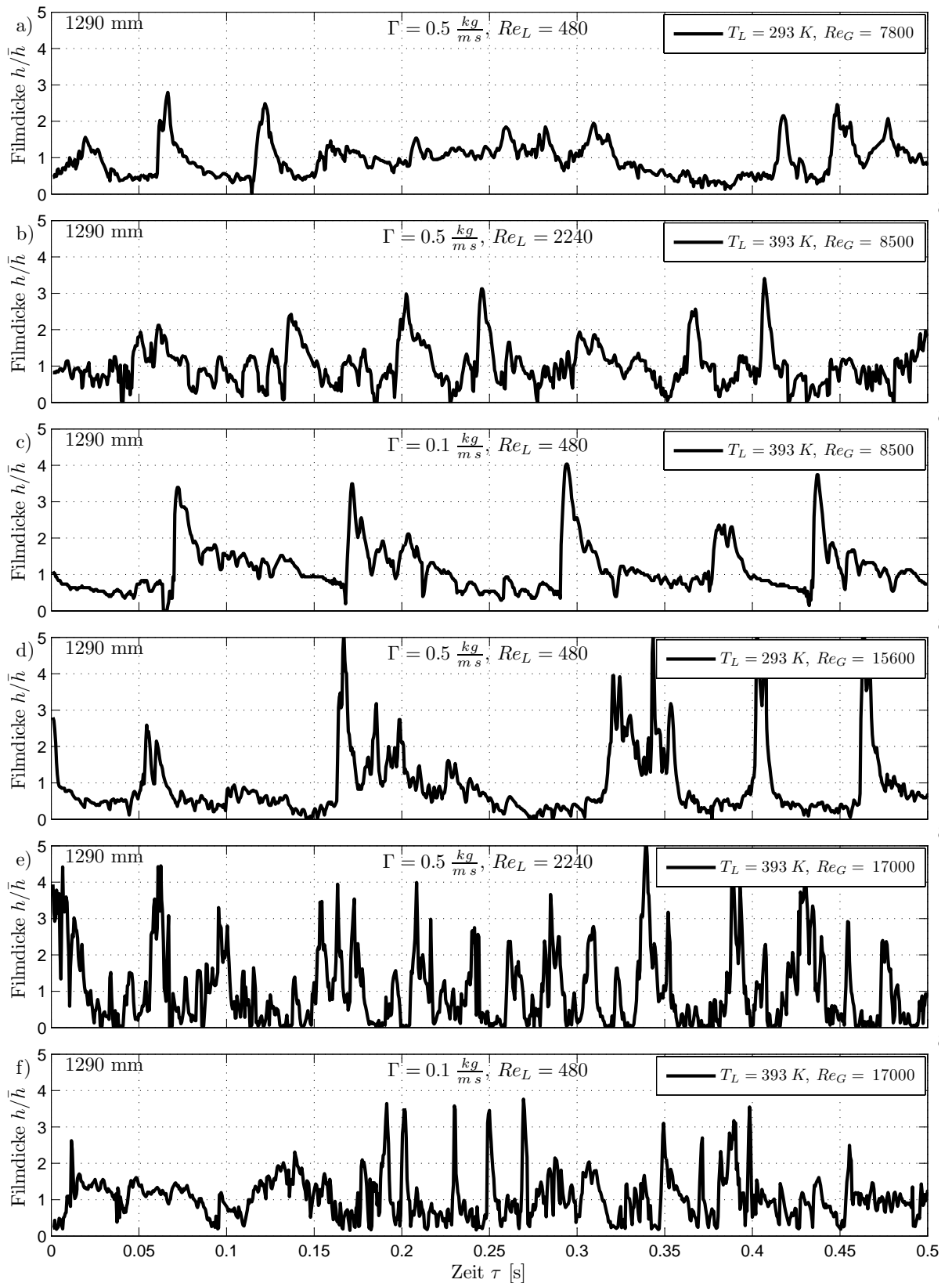
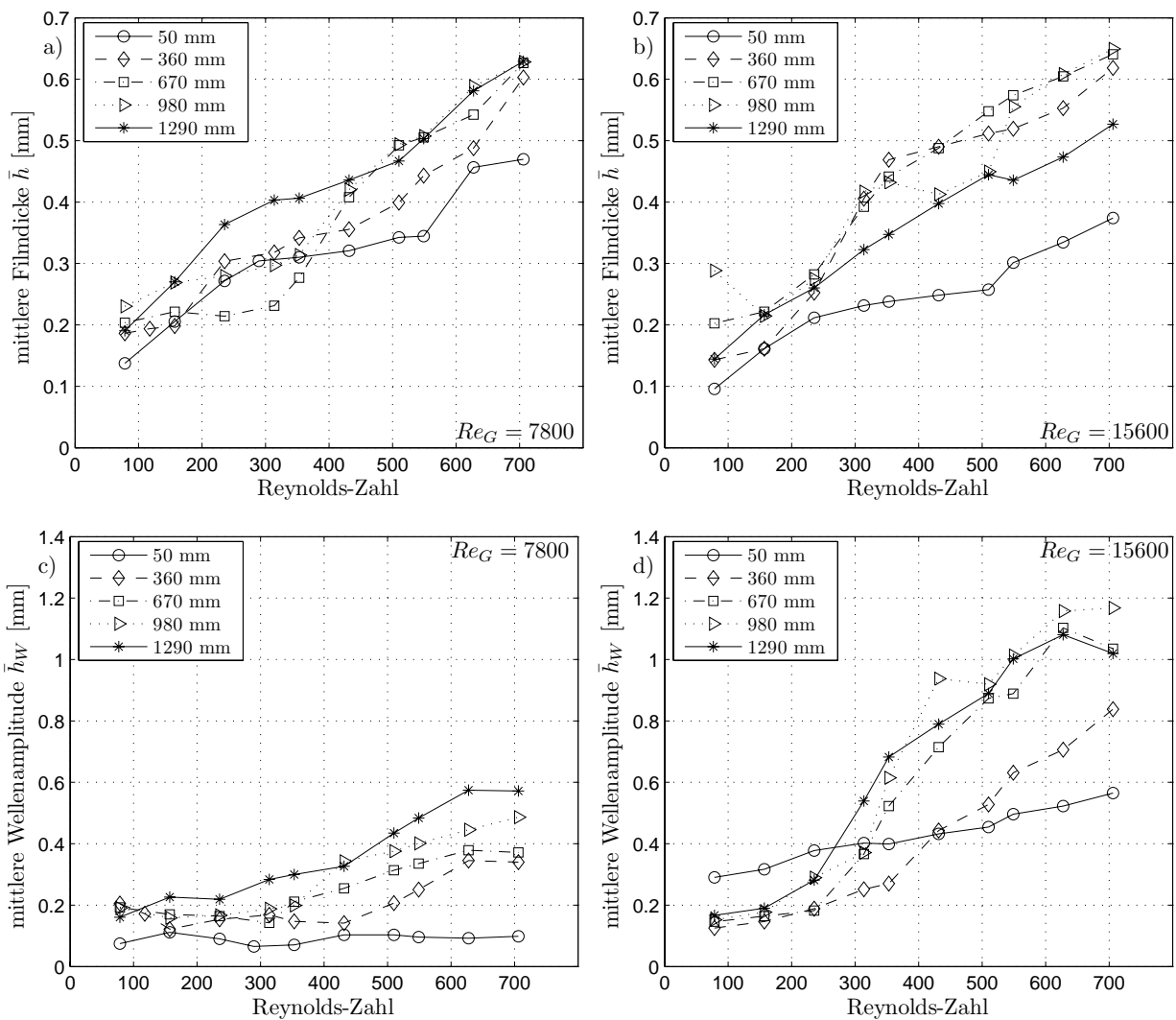


Abb. 6.42: Zeitlicher Filmdickenverlauf bei der Reynolds-Zahl von  $Re_L = 480$  und  $Re_L = 2240$  für verschiedene Reynolds-Zahlen  $Re_G$  der Luft für  $z = 1290$  mm

### Wellenparameter für den schubspannungsgetriebenen isothermen Flüssigkeitsfilm

In Abbildung 6.43 sind die Filmdickenverläufe für den isothermen, schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilm dargestellt. Dabei sind in Abbildung 6.43 a) und c) jeweils die geringste mittlere Filmdicke und Wellenamplitude bei  $z = 50$  mm gemessen worden. In den folgenden Darstellungen werden die Ergebnisse der Messungen für Luftmassenströme mit Reynolds-Zahlen  $Re_G = 7800$  und  $Re_G = 15600$  dargestellt.

Es ist davon auszugehen, dass der Flüssigkeitsfilm durch den Düseneffekt der Einspritzung anfänglich stark beschleunigt wird und somit schon mit einer hohen Geschwindigkeitskomponente in  $z$ -Richtung auf das Verdampferrohr trifft.



**Abb. 6.43:** Mittlere Filmdicke und Wellenamplitude über der Reynolds-Zahl

Mit zunehmender Lauflänge wird der Film abgebremst. Steigt die Schubspannung an der Phasengrenze (Abbildung 6.43 b)), so wird der Flüssigkeitsfilm stark beschleunigt.

Die sich mit zunehmender Lauflänge entwickelnden Wellen transportieren einen hohen Anteil der Flüssigkeit. Mit ansteigender Geschwindigkeit der Wellen und ansteigender Wellenamplitude sinkt die mittlere Filmdicke.

Die unterschiedlichen Filmdickenverläufe über der Lauflänge können durch die ungleichmäßige Filmverteilung bei  $z = 0$  mm im Umfang um das Verdampferrohr hervorgerufen werden.

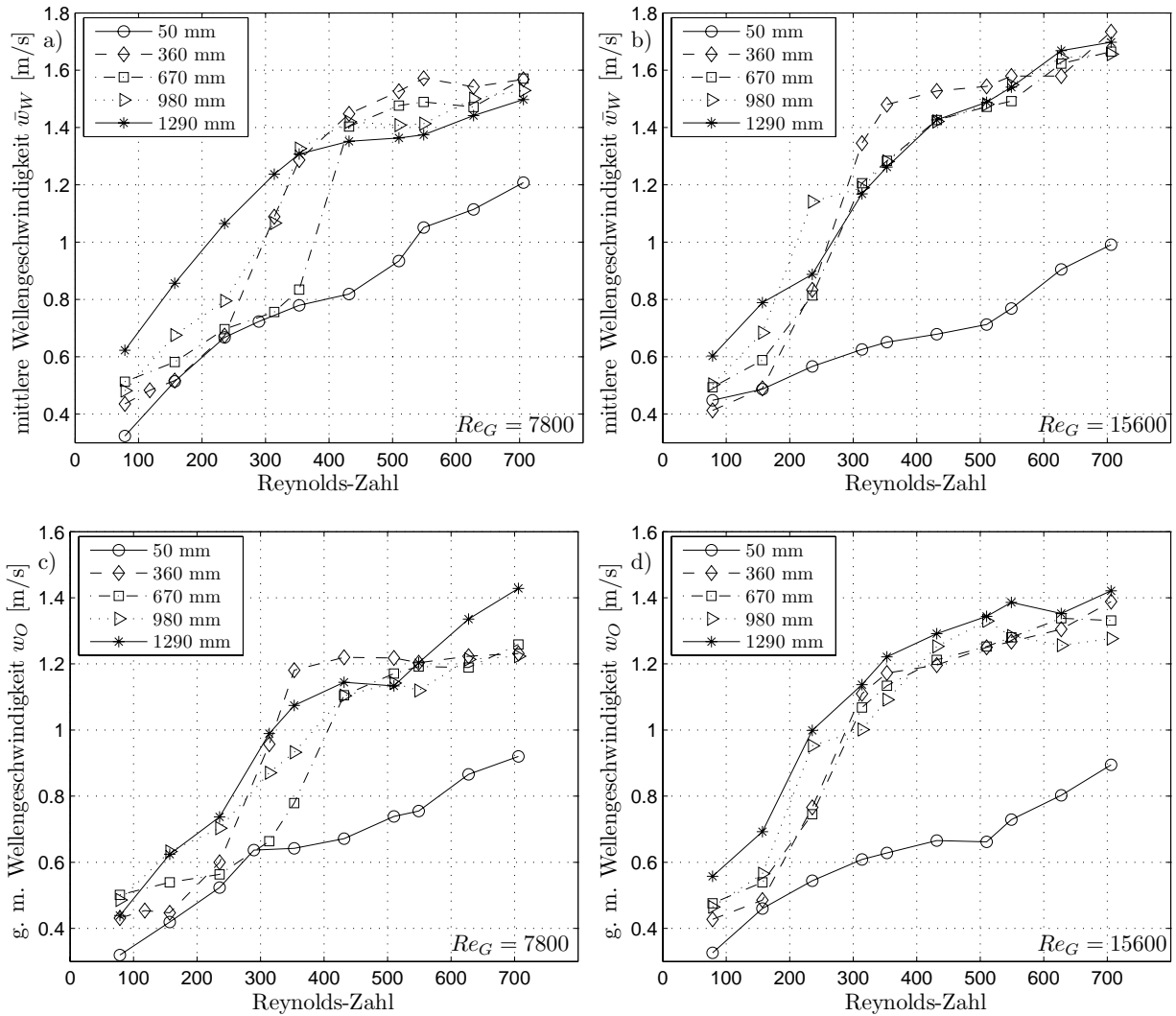
Von dem Effekt dieser Verteilungsunsicherheit sind die Ergebnisse der mittleren Wellenamplitude nur bedingt betroffen. Da die Differenz zwischen Wellenamplitude und Basisfilm betrachtet wird, spielt die ungleichmäßige Filmverteilung eine untergeordnete Rolle.

Die Wellen bilden sich schon bei kleinen Filmdicken nach kurzer Lauflänge aus. Dies wird durch die Luftströmung noch verstärkt. Für  $Re_G = 7800$  ist ein Anstieg der Wellenamplitude mit zunehmender Lauflänge und größeren Reynolds-Zahlen  $Re_L$  zu verzeichnen. Bei größeren Luftmassenströmen erreichen die Wellenamplituden schon nach kurzer Lauflänge den maximalen Wert. Es ergibt sich eine maximale mittlere Wellenamplitude, die mit steigender Reynolds-Zahl  $Re_L$  nicht mehr signifikant zunimmt.

In Abbildung 6.44 werden die Wellengeschwindigkeiten und die gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeiten präsentiert. Sowohl bei den mittleren Wellengeschwindigkeiten als auch bei den gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeiten sind die Geschwindigkeiten bei der Lauflänge  $z = 50$  mm am geringsten. Für niedrige Reynolds-Zahlen ist mit zunehmender Lauflänge ein plötzlich auftretender starker Anstieg der Wellengeschwindigkeiten zu verzeichnen. Bis zur Lauflänge  $z = 1290$  mm sind die Wellengeschwindigkeiten schon für niedrige Reynolds-Zahlen wesentlich oberhalb der Geschwindigkeit bei der Einspritzung.

Nach dem starken Ansteigen unterscheiden sich die Geschwindigkeiten der Wellen bei den verschiedenen Lauflängen nicht mehr grundlegend. Bei steigendem Luftmassenstrom  $Re_G$  gleichen sich die Geschwindigkeiten bei den verschiedenen Lauflängen schneller an. Die Wellen bewegen sich somit schon nach kurzer Anlaufstrecke mit ähnlichen mittleren Geschwindigkeiten.

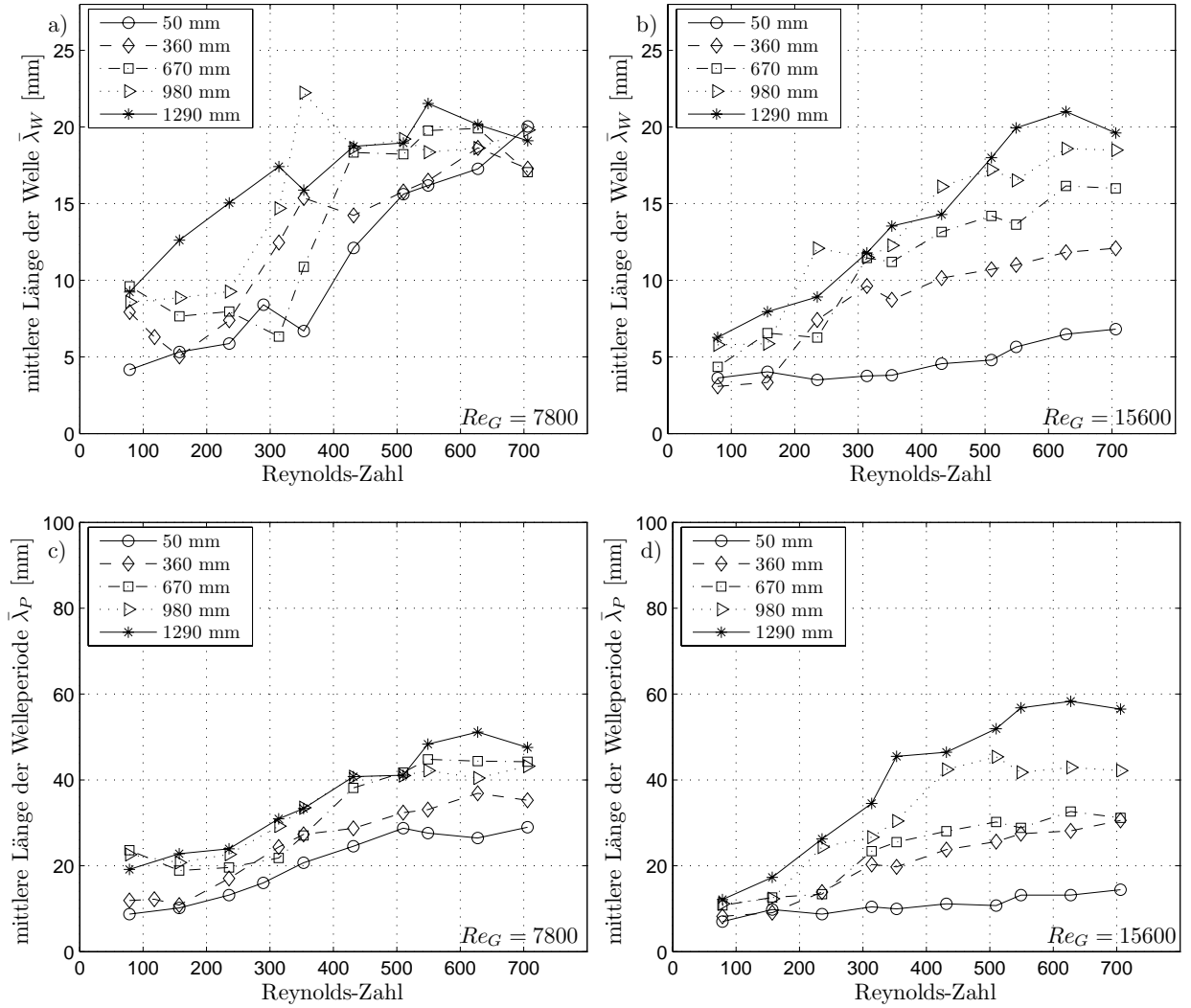




**Abb. 6.44:** Mittlere Wellengeschwindigkeit und gewichtete mittlere Wellengeschwindigkeit über der Reynolds-Zahl

In Abbildung 6.45 sind die Längen der Welle und der Wellenperiode dargestellt. Mit zunehmender Lauflänge ist ein Anstieg der Länge der Wellen und damit verbunden auch ein Anstieg der Länge einer Wellenperiode zu verzeichnen. Für  $Re_G = 7800$  nimmt mit steigender Reynolds-Zahl  $Re_L$  die mittlere Länge der Welle und die der Wellenperiode zu. Wird der Luftmassenstrom verdoppelt, ist der Anstieg viel ausgeprägter von der Lauflänge abhängig.

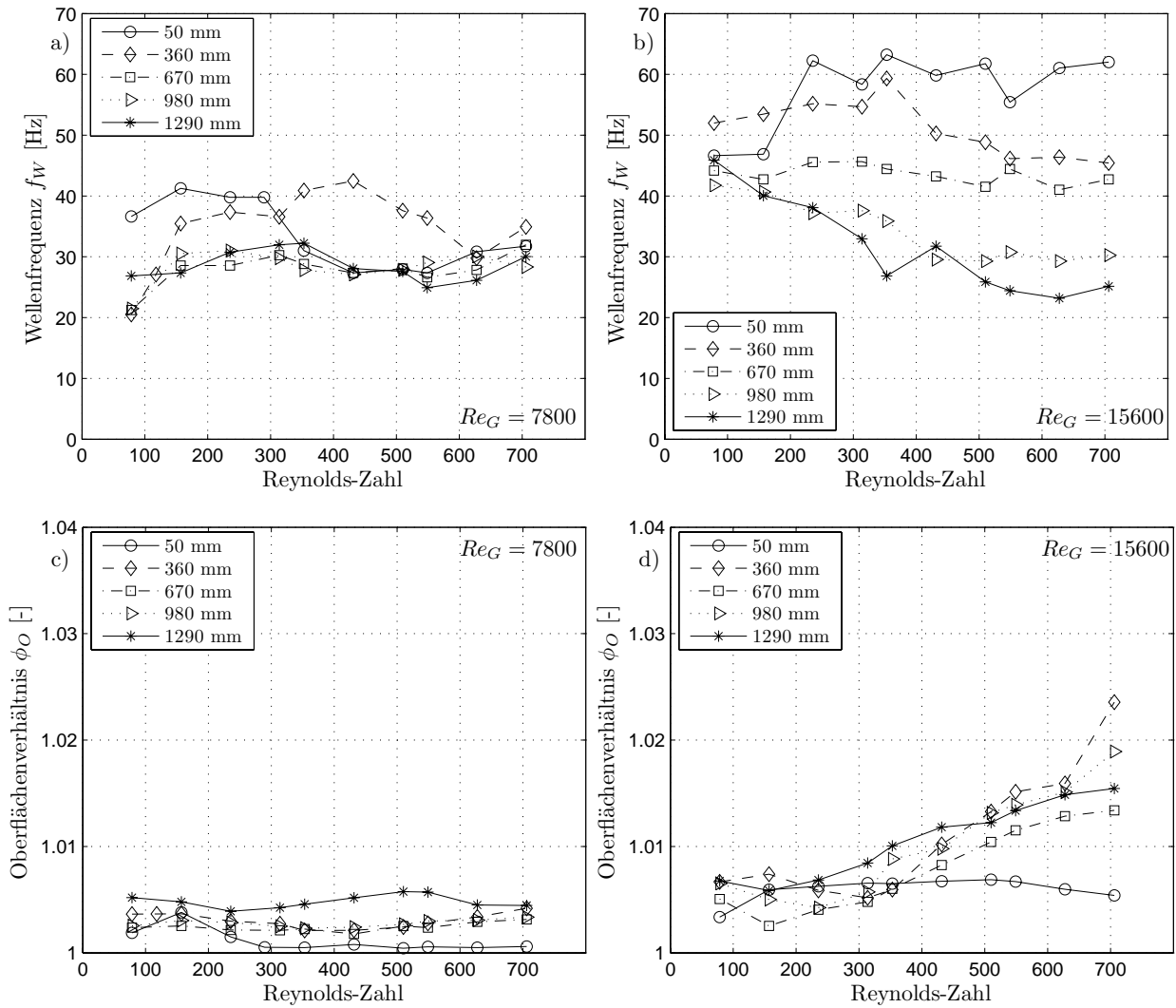
Die größere Schubspannung an der Phasengrenze  $\Pi_{L,G}$  bewirkt somit einen kurzwelligeren Film, der sich erst bei hohen Reynolds-Zahlen  $Re_L$  und großen Lauflängen  $z$  mit den Werten für  $Re_G = 7800$  angleicht.



**Abb. 6.45:** Mittlere Länge der Welle und mittlere Länge der Wellenperiode über der Reynolds-Zahl

Die gemessenen Wellenfrequenzen und Oberflächenverhältnisse werden in Abbildung 6.46 dargestellt. Dabei sind die Wellenfrequenzen für  $Re_G = 7800$  für alle Messstellen ungefähr gleich groß. Bei fast allen Verläufen ist ein Anstieg mit steigender Reynolds-Zahl bis  $Re_L = 300$  zu verzeichnen.

Wird der Flüssigkeitsmassenstrom weiter erhöht, fällt die Wellenfrequenz bis zur Reynolds-Zahl  $Re_L = 500$  leicht ab und steigt dann wieder an. Für  $Re_G = 15600$  steigen die Wellenfrequenzen über  $Re_L$  nur bei der Lauflänge  $z = 50$  mm an, an den nächsten beiden Messstellen bleiben die Frequenzen annähernd konstant. Mit weiter zunehmender Lauflänge ist ein Absinken der Wellenfrequenzen mit steigender Reynolds-Zahl  $Re_L$  zu beobachten.



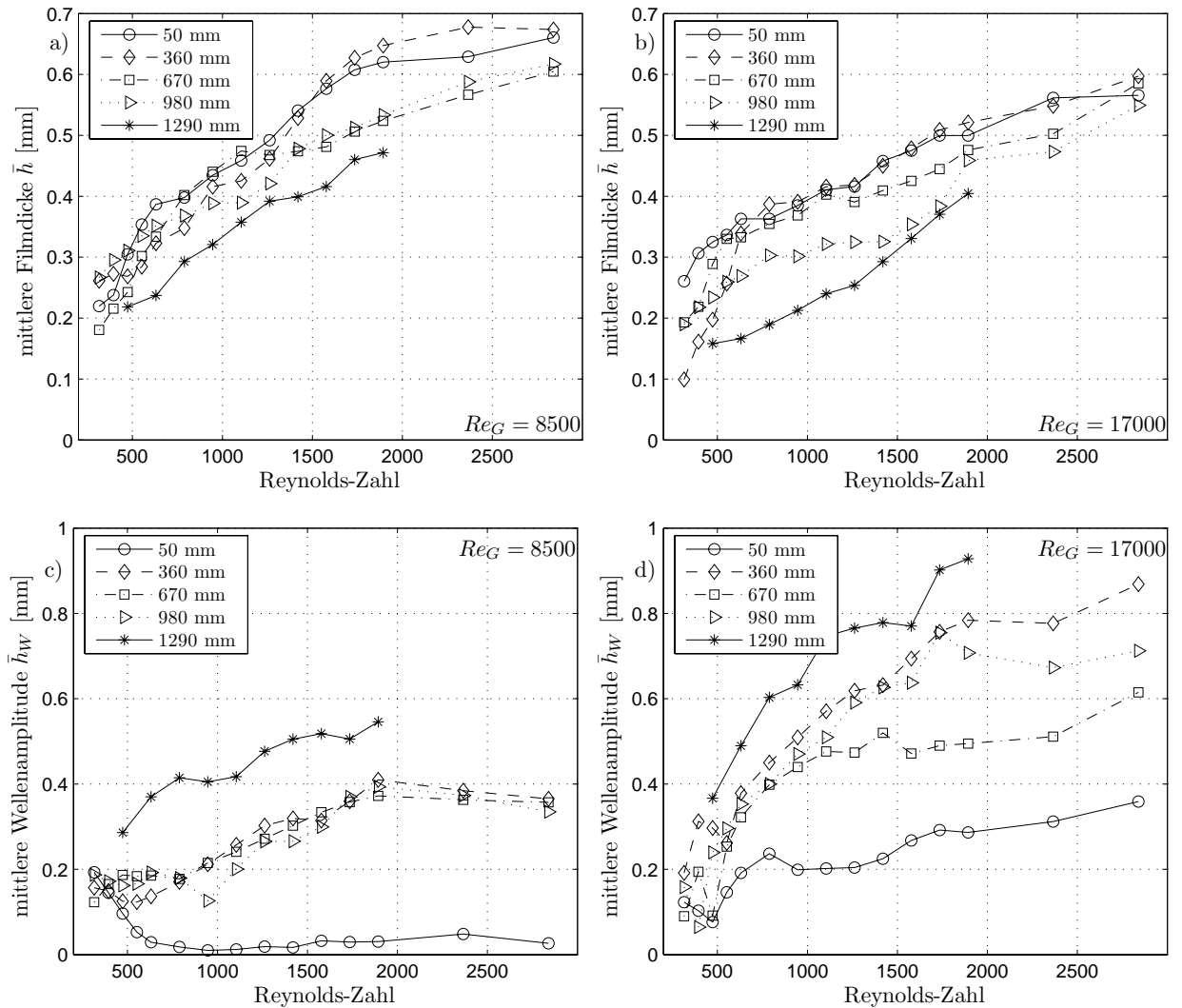
**Abb. 6.46:** Wellenfrequenz und Oberflächenverhältnis über der Reynolds-Zahl

Die Oberflächenverhältnisse sinken bei  $z = 50$  mm und  $Re_G = 7800$  mit steigender Reynolds-Zahl der Flüssigkeit. Für die weiteren Lauflängen sind die Oberflächenverhältnisse unabhängig von der Reynolds-Zahl der Flüssigkeit und steigen leicht mit der Lauflänge an. Der gleiche Verlauf kann bei  $z = 50$  mm für  $Re_G = 15600$  beobachtet werden, jedoch nimmt hier mit steigender Reynolds-Zahl der Flüssigkeit das Oberflächenverhältnis stark zu.

### Wellenparameter für den verdunstenden Flüssigkeitsfilm

Die mittleren Filmdicken und Wellenamplituden an fünf verschiedenen Lauflängen werden in Abbildung 6.47 über der Reynolds-Zahl dargestellt.

Durch die Luftströmung verteilt sich die Flüssigkeit schneller um das Rohr als beim reinen Fallfilm, und damit kann von einer gleichmäßigeren Filmverteilung im Umfang vom Rohr ausgegangen werden.



**Abb. 6.47:** Mittlere Filmdicke und Wellenamplitude über der Reynolds-Zahl

Die ausgewerteten Parameter der Filmdicken und Wellenamplituden sind jedoch hier mit einem großen systematischen Fehler behaftet. Aufgrund der ausgeprägten Wärme-dehnung von Kupfer und der festen Einspannung an den beiden Rohrenden kommt es bei der Erhitzung des Rohrs zu einer Krümmung des Rohrs. Diese Krümmung verursacht

eine Rohrachsenverschiebung in radialer Richtung bezogen auf den kalten Ausgangszustand. Dieses Problem wurde schon bei den Messungen mit der IR-Kamera in Kapitel 4.2 beschrieben. Da das CHR-Messsystem bisher aus technischen Gründen bei den heißen Messungen noch nicht zum Einsatz gebracht werden konnte, bleibt nur eine Korrektur anhand der minimalen Filmdicken jeder Messung.

Für einen ausgeprägt welligen Flüssigkeitsfilm kann von einer minimalen Filmdicke ausgegangen werden, die zwischen  $40\ \mu\text{m} < h_{\min} < 80\ \mu\text{m}$  liegt. Für die Messung an den Messstellen  $z = 50\ \text{mm}$  und  $360\ \text{mm}$ , an der noch kein ausgeprägter welliger Flüssigkeitsfilm vorliegt, kann abhängig von der Luftströmung der Wert der minimalen Filmdicke jedoch nur schwer abgeschätzt werden.

Zwar krümmt sich das Rohr an der ersten Messstelle  $z = 50\ \text{mm}$  und an der letzten Messstelle  $z = 1290\ \text{mm}$  am geringsten, dennoch ist die Bestimmung der exakten Filmdicke für die beiden ersten Messstellen fehlerbehaftet. Die weiteren Film- und Wellenparameter sind jedoch von dieser Bewegung der Rohroberfläche unabhängig.

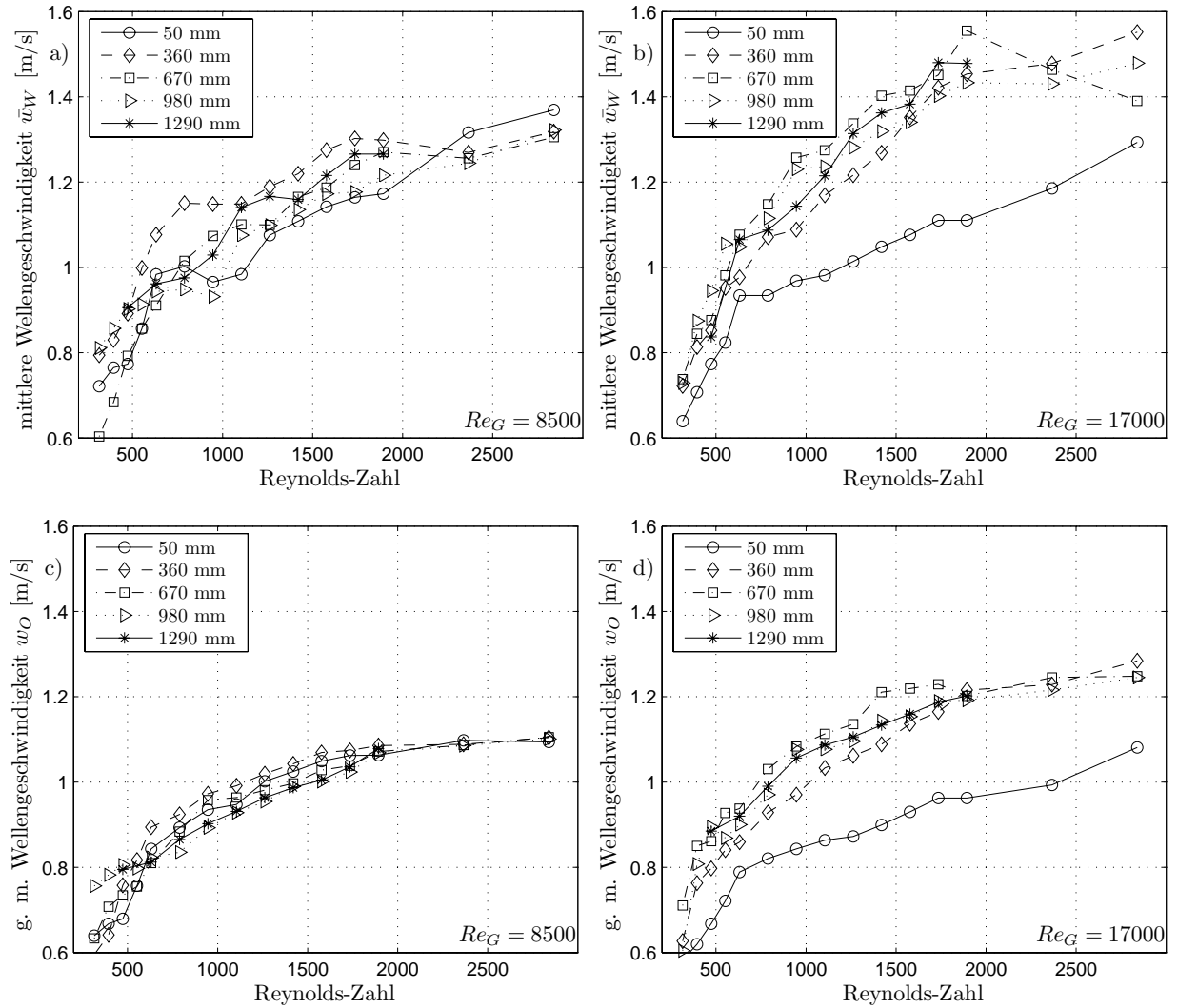
Abbildung 6.47 zeigt, dass die mittlere Filmdicke mit steigender Reynolds-Zahl  $Re_G$  abnimmt. Ein linearer Verlauf über der Reynolds-Zahl  $Re_L$  ist dabei zu beobachten. Ob die Filmdicken bei  $z = 360\ \text{mm}$  durch die beschriebene Verschiebung des Rohrs ein Maximum aufweisen, konnte nicht geklärt werden. Jedoch ist bei der größeren Luftströmung von einer stärkeren Abnahme der mittleren Filmdicke entlang der Lauflänge auszugehen. Der Flüssigkeitsfilm ist generell dünner.

Im weiteren Verlauf liegen die Wellengeschwindigkeiten um 50 %, die gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeiten um bis zu 30 % unterhalb der Geschwindigkeiten des isothermen Fallfilms bei gleichen Reynolds-Zahlen.

Abbildung 6.48 zeigt die mittleren Wellengeschwindigkeiten sowie die gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeiten der Flüssigkeitsströmung. Die Geschwindigkeiten der Wellen nehmen mit steigender Reynolds-Zahl der Luftströmung zu. Sowohl die Geschwindigkeit der Wellen für  $Re_G = 8500$  ist um 50 % geringer als die vergleichbare Geschwindigkeit für den isothermen Fallfilm für gleiche Reynolds-Zahlen.

Die Wellengeschwindigkeiten wie auch die gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeiten sind nur gering von der Lauflänge abhängig.

Für größere Luftströmungen ist der tendenzielle Verlauf ähnlich. Jedoch ist hier die Geschwindigkeit bei der Lauflänge  $z = 50\ \text{mm}$  im Vergleich zu den anderen Messstellen wesentlich geringer. Dies kann in Turbulenzen und Rezirkulationen der Luftströmung am Einlass der Versuchsanlage und mit der starken Abkühlung des Flüssigkeitsfilms begründet werden. Für beide betrachteten Luftströmungen nähern sich die Geschwindigkeiten bei hoher  $Re_L$  einem maximalen Wert an.



**Abb. 6.48:** Mittlere und gewichtete mittlere Wellengeschwindigkeiten

In Abbildung 6.49 sind die mittlere Länge der Welle sowie die mittlere Periodenlänge dargestellt. Für  $Re_G = 8500$  ist sowohl die Länge der Welle als auch die Länge der Periode über dem gesamten Reynolds-Zahlenbereich für die Lauflänge  $z = 50$  mm am geringsten. Mit zunehmender Lauflänge nehmen diese beiden Parameter unwesentlich zu. Für  $z = 1290$  mm weichen die gemessenen Parameter merklich von den anderen Messungen ab. Die Wellenperiode und die Länge der Welle sind dort annähernd doppelt so hoch. Bei steigender Reynolds-Zahl  $Re_L$  ist die Vergrößerung der Wellenlänge nicht signifikant. Die Periodenlänge bleibt annähernd konstant.

Bei der Reynolds-Zahl  $Re_G = 17000$  ist ein Ansteigen der Länge der Wellen mit steigender  $Re_L$  zu verzeichnen. Ebenfalls nimmt die Länge der Wellenperiode leicht zu. Im Gegensatz zur  $Re_G = 8500$  ist die Länge der Welle  $\lambda_W$  für die Lauflänge  $z = 50$  mm nur etwas geringer als für die Lauflänge  $z = 1290$  mm. Auffallend sind die großen mittlere Länge der Welle bei  $z = 1290$  mm.

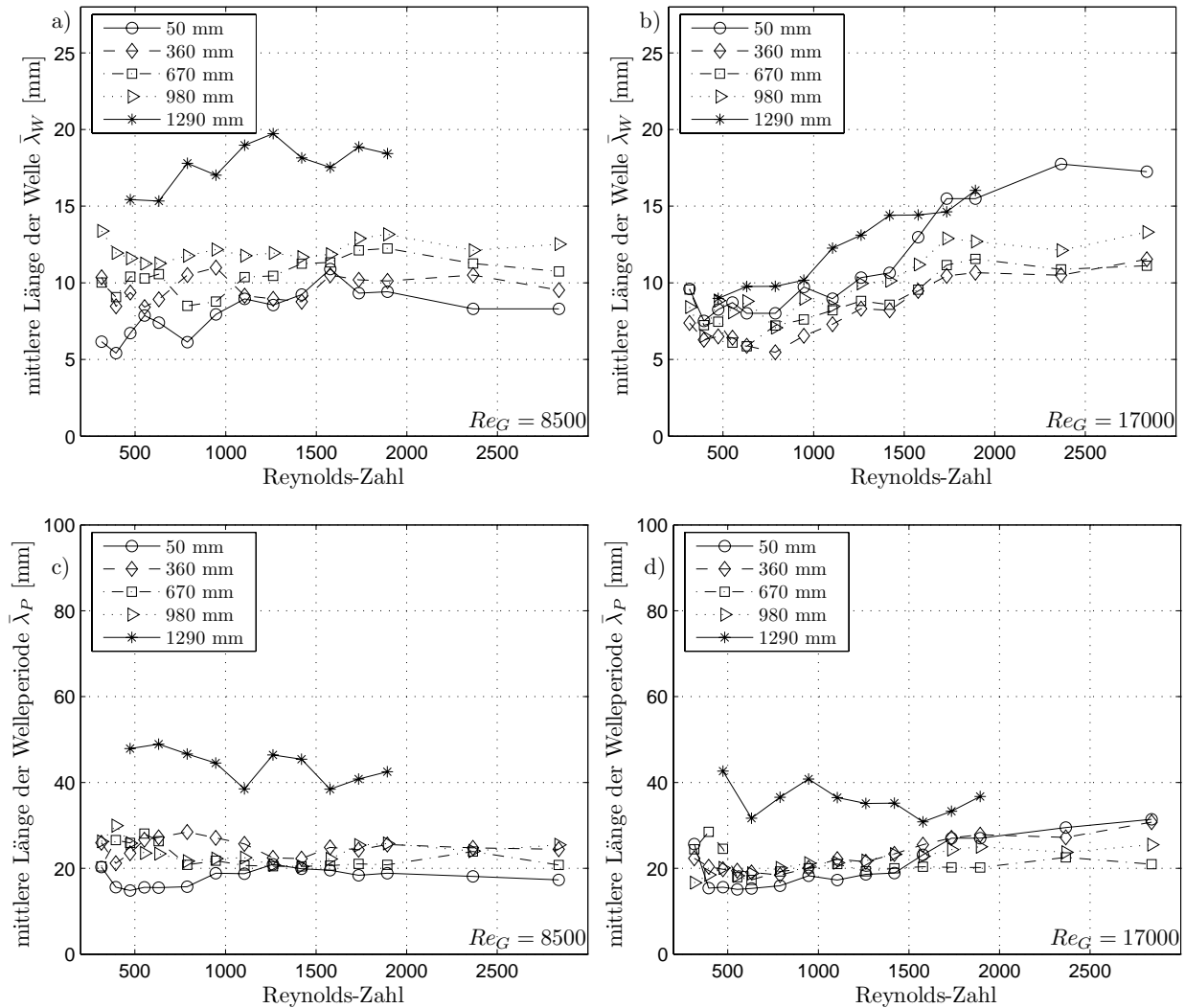
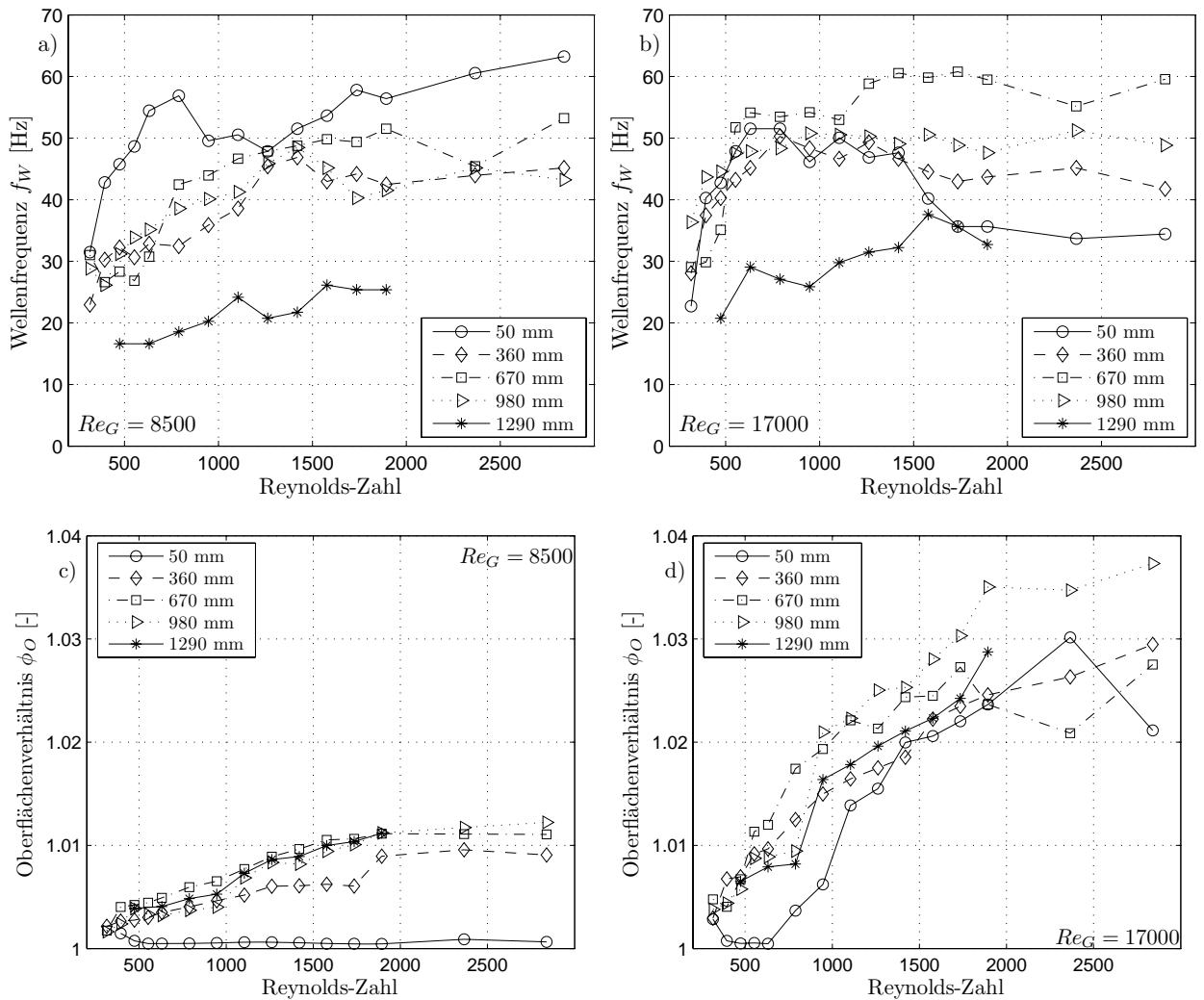


Abb. 6.49: Länge der Welle und Wellenperiode

Das Verhältnis zwischen Länge der Welle und Wellenperiode ist für den verdunstenden Flüssigkeitsfilm, der von heißer Luft überströmt wird, genauso groß wie beim isothermen Flüssigkeitsfilm. Jedoch sind die mittleren Längen der Wellen und der Wellenperioden um bis zum Faktor fünf geringer als im isothermen Fall.

In Abbildung 6.50 werden die Wellenfrequenzen und die Oberflächenverhältnisse präsentiert. Für  $Re_G = 8500$  tritt die maximale Wellenfrequenz bei  $z = 50$  mm auf. Die minimale Wellenfrequenz tritt bei der maximal gemessenen Lauflänge  $z = 1400$  mm auf. Die Wellenfrequenzen nehmen bis  $Re_L = 1500$  zu.

Der gleiche Verlauf ist auch bei  $Re_G = 17000$  zu verzeichnen, auch wenn dort der Anstieg für geringere Reynolds-Zahlen der Flüssigkeit stärker ist. Ein signifikanter Unterschied zwischen den Wellenfrequenzen bei den unterschiedlichen Luftströmungen ist nicht zu verzeichnen, jedoch sind die Wellenfrequenzen des verdunstenden Flüssigkeitsfilms um den Faktor drei größer als beim isothermen Flüssigkeitsfilm.



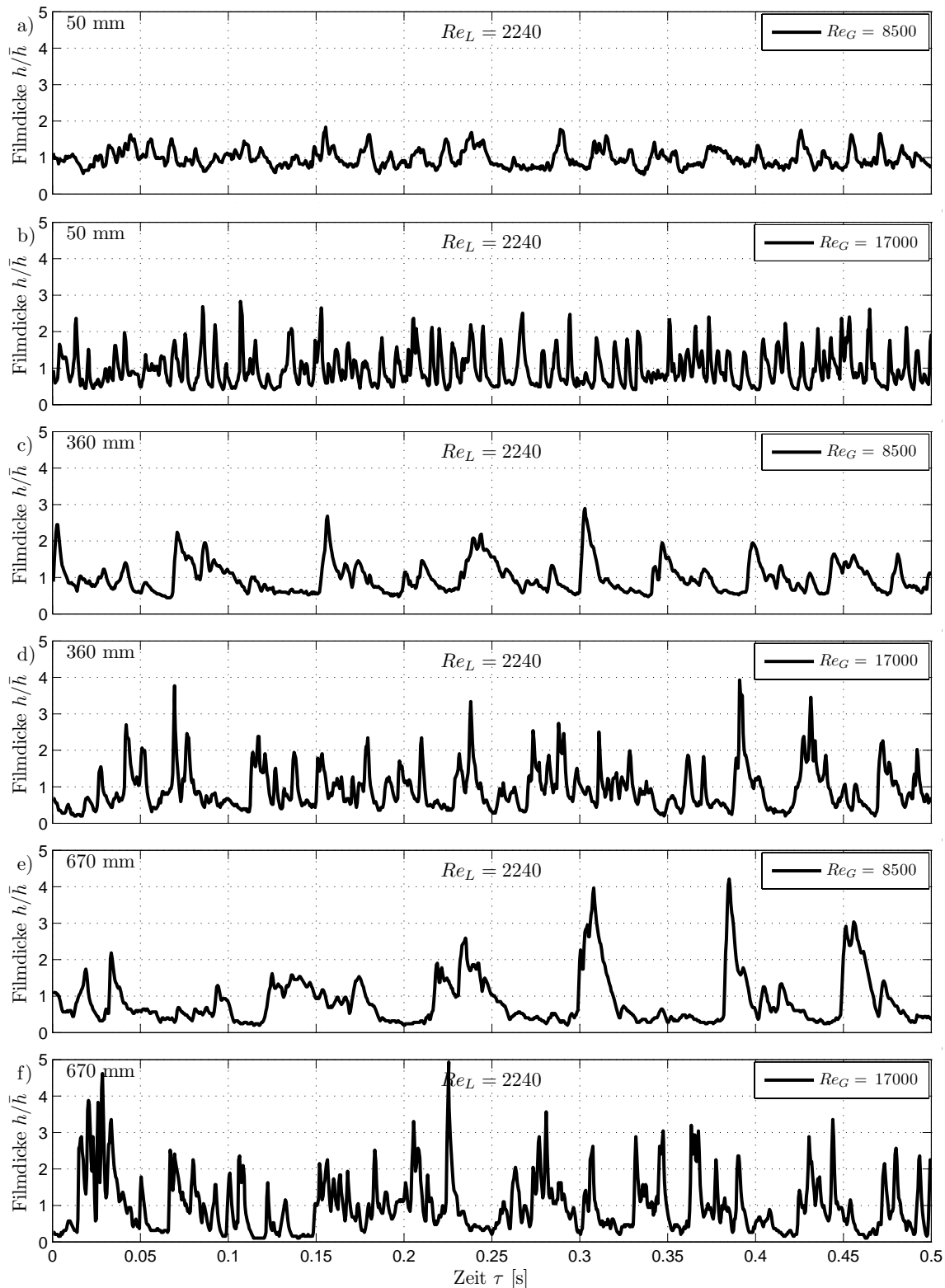
**Abb. 6.50:** Wellenfrequenzen und Oberflächenverhältnisse

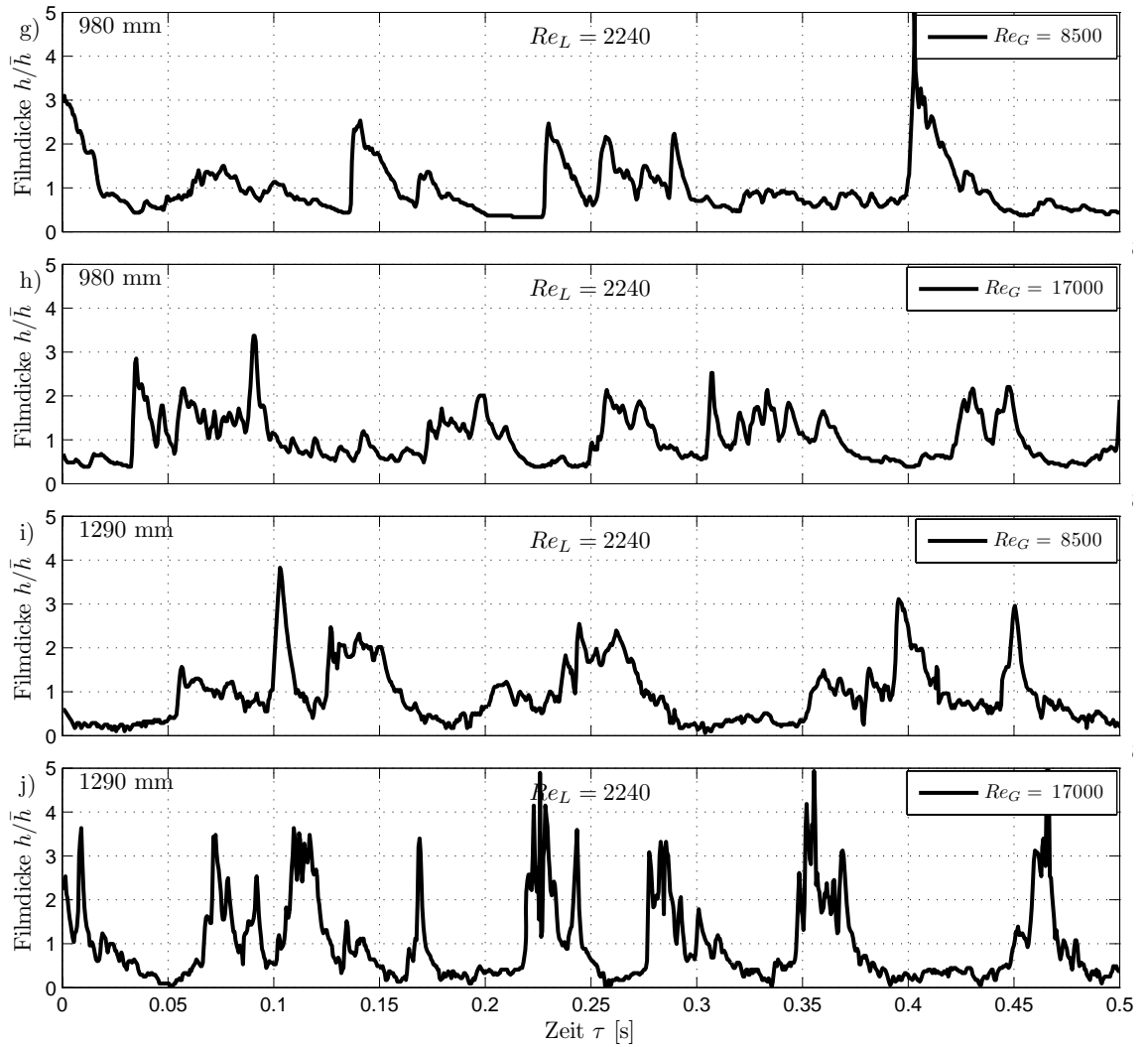
Ein markanter Unterschied ist in dem berechneten Oberflächenverhältnis zu sehen. Im Vergleich zum isothermen Film (vgl. Abbildung 6.39) ist das Oberflächenverhältnis bei  $Re_G = 17000$  um den Faktor zehn größer.



### 6.3.2 Verdunstende Flüssigkeitsfilme auf strukturierten Oberflächen

Für die strukturierten Oberflächen liegen für den schwerkraft- und schubspannungsgetriebenen isothermen Flüssigkeitsfilm noch keine Messungen vor, sodass hier nur die Ergebnisse für den verdunstenden Flüssigkeitsfilm präsentiert werden.





**Abb. 6.51:** Zeitliche Filmverläufe bei  $Re_L = 2240$ , bei  $Re_G = 8500$  und  $Re_G = 17000$

In Abbildung 6.51 sind die zeitlichen Filmverläufe bei  $Re_L = 2240$  und Reynolds-Zahlen der Luftströmung  $Re_G = 8500$  und  $Re_G = 17000$  aufgetragen. Bei der Lauflänge  $z = 50$  mm ist die Oberfläche des Flüssigkeitsfilms schon stark zerklüftet. Im Vergleich zu Abbildung 6.40 b) ist eine frühere Wellenentstehung zu beobachten. Die nimmt mit steigender Reynolds-Zahl  $Re_G$  stark zu, sodass für  $Re_G = 17000$  schon ausgeprägte kurze Wellen detektiert werden, die eine hohe Wellenfrequenz haben. Diese Wellenformen sind ausgeprägter als auf der unstrukturierten Oberfläche. Mit zunehmender Lauflänge sind für  $Re_G = 8500$  schon nach  $z = 360$  mm die typischen Wellen-Basisfilmformen zu erkennen.

Bei gleich bleibender Luftströmung entwickeln sich diese typischen Wellen-Basisfilmformen von kurzen Wellen zu großen Wellenbergen mit einem glatten Basisfilm bis zur Lauflänge  $z = 670$  mm. Danach wird der Flüssigkeitsfilm wieder aufgerauter.

Bei  $Re_G = 17000$  nimmt mit zunehmender Lauflänge die hohe Wellenfrequenz ab. Die Wellen werden ebenfalls breiter, jedoch ist erst ab der Lauflänge  $z = 980$  mm die Form

eines charakteristischen Wellen-Basisfilms der Strömung zu beobachten. Dies setzt sich dann mit zunehmender Lauflänge fort. Die Wellenformen sind gleichmäßiger und die Wellenfrequenzen niedriger.

Im Gegensatz zur unstrukturierten Oberfläche, die in Abbildung 6.42 e) dargestellt ist, sind grundlegende Unterschiede in der Strömungsform zu beobachten. Die Form der Wellen sind auf der strukturierten Oberfläche ausgeprägter. Ein glatter Basisfilm charakterisiert die Strömung schon nach einer kurzen Wellenentstehungsphase, und die Wellenfrequenzen sind niedriger als auf der unstrukturierten Oberfläche.

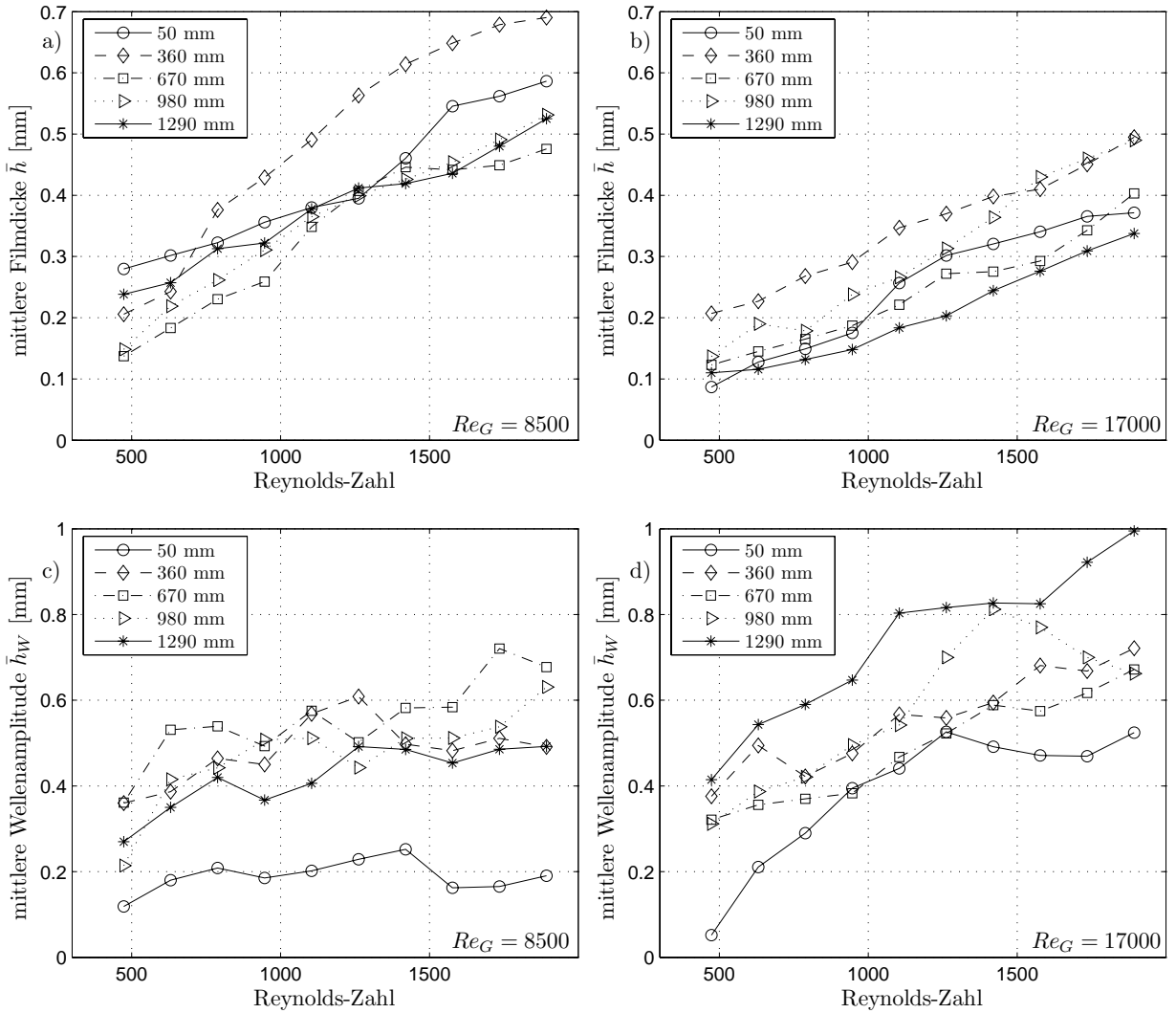
### Wellenparameter eines verdunstenden Flüssigkeitsfilms auf strukturierter Oberfläche

Im folgenden Abschnitt werden die Film- und Wellenparameter für den verdunstenden Flüssigkeitsfilm auf der strukturierten Oberfläche präsentiert.

In Abbildung 6.52 werden die mittleren Filmdicken und Wellenamplituden über der Reynolds-Zahl dargestellt.

Auch hier tritt bei unterschiedlichen Luftmassenströmen für  $Re_G = 8500$  und  $Re_G = 17000$  die maximale Filmdicke bei der Lauflänge  $z = 360$  mm auf. Die Filmdicke nimmt mit steigender Reynolds-Zahl der Flüssigkeit zu. Sie ist für den Flüssigkeitsfilm bei höheren Luftströmungen  $Re_G = 17000$  um den Faktor 1,5 geringer als bei dem geringeren Luftmassenstrom. Die Abnahme wird sowohl durch die steigende Wellen- und Filmgeschwindigkeit aufgrund der größeren Schubspannung an der Phasengrenze hervorgerufen als auch durch den größeren Anteil an Verdunstung und den Tropfenabriss bei turbulenter Luftströmung.

Die mittleren Wellenamplituden sind für  $Re_L$  bei  $Re_G = 17000$  geringer und werden mit steigendem Massenstrom der Flüssigkeit größer als bei der Messung mit  $Re_G = 8500$ . Dies kann durch die zeitlichen Filmdickenverläufe in Abbildung 6.51 bestätigt werden. Im Vergleich zu den Messungen an der unstrukturierten Oberfläche sind hier schon für die Lauflänge  $z = 50$  ausgeprägte Wellen detektiert worden. Die mittlere Wellenamplitude ist um 20 % größer als beim unstrukturierten Rohr. Beim direkten Vergleich ist darauf zu achten, dass die Messungen auf strukturierter Oberfläche nur bis  $Re_L = 1900$  und auf der unstrukturierten Oberfläche bis  $Re_L = 2900$  durchgeführt werden.

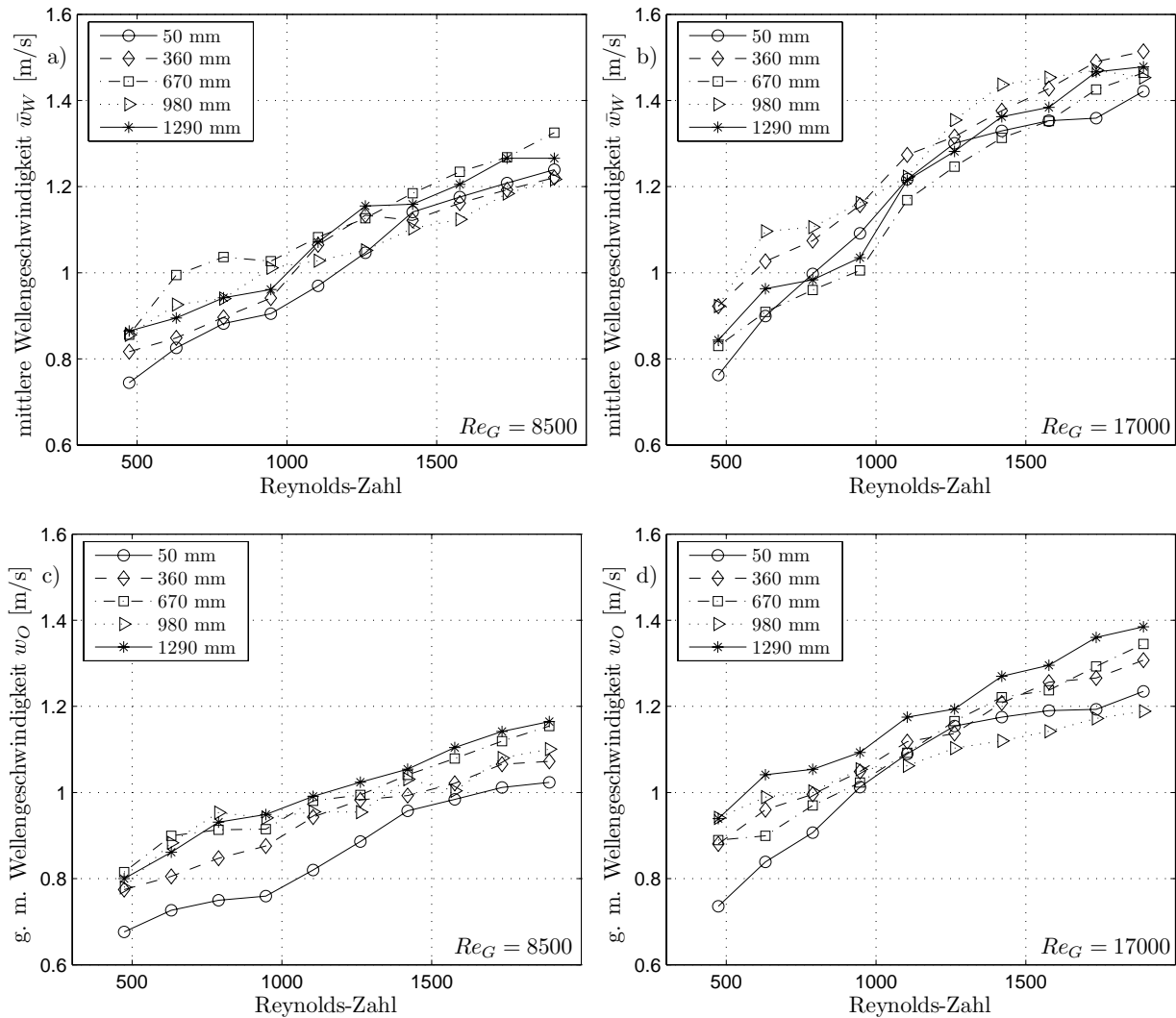


**Abb. 6.52:** Mittlere Filmdicke und mittlere Wellenamplitude über Reynolds-Zahlen

Mit zunehmender Lauflänge ist eine größere mittlere Wellenamplitude bei der strukturierten Oberfläche zu verzeichnen. Dies kann bei steigender Luftströmung nicht mehr beobachtet werden. Der Verlauf der Wellenamplituden über  $Re_L$  sind sowohl für das strukturierte als auch für das unstrukturierte Rohr ähnlich. Dabei treten die größten mittleren Wellenamplituden an der maximalen Lauflänge auf.

In Abbildung 6.53 sind die mittleren und die gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeiten aufgetragen. Ein Unterschied zwischen den Geschwindigkeiten auf der strukturierten und der unstrukturierten Oberfläche ist besonders bei der gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeit zu beobachten. Für das strukturierte Rohr ist im gesamten Reynolds-Zahlenbereich eine Lauflängenabhängigkeit zu erkennen. Die gewichteten mittleren Wellengeschwindigkeiten sind bei der Lauflänge  $z = 50$  mm am geringsten und bei der Lauflänge  $z = 1290$  mm am größten und nehmen sowohl für

$Re_G = 8500$  als auch  $Re_G = 17000$  von der ersten bis zur letzten Messstelle um ca. 40 % zu.



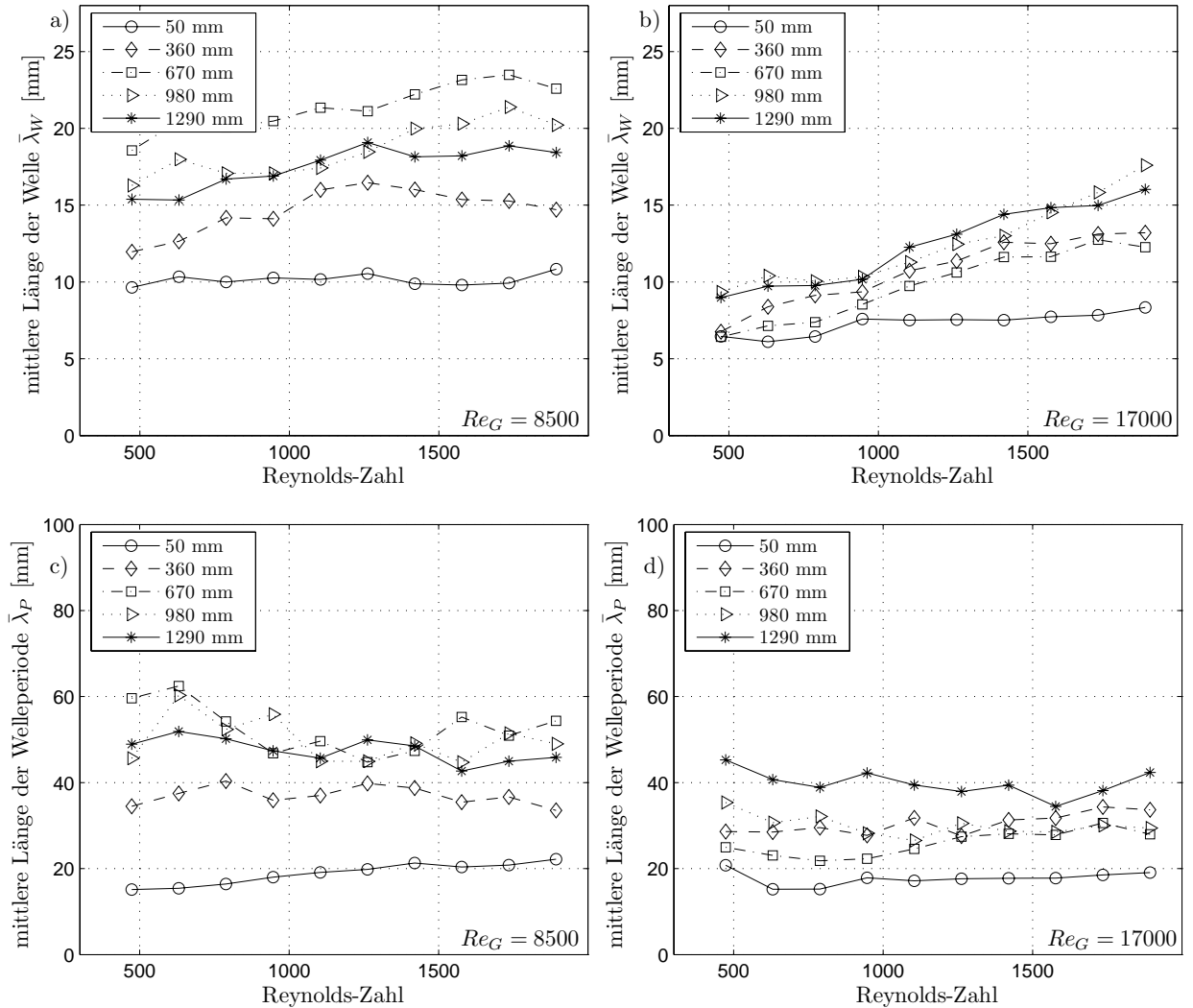
**Abb. 6.53:** Mittlere Wellengeschwindigkeit und gewichtete mittlere Wellengeschwindigkeit

Dabei ist für alle Lauflängen ein linearer Anstieg der Geschwindigkeiten über der Reynolds-Zahl des Flüssigkeitsfilms zu verzeichnen. Für die Wellengeschwindigkeit ist keine direkte Lauflängenabhängigkeit festzustellen. Somit wird zu Beginn der Messstrecke viel Flüssigkeitsvolumen in vielen kleinen Wellen transportiert, die sich zu großen Wellen gleicher Geschwindigkeit entwickeln.

In Abbildung 6.54 werden die mittleren Längen der Wellen und der Wellenperioden präsentiert. Die Länge der Welle ist bei  $Re_G = 8500$  bei der Lauflänge  $z = 50$  mm am geringsten. Dies ist auch in den Abbildungen 6.51 zu verzeichnen. Mit zunehmender Lauflänge nimmt die Länge der Welle bis zu einem Maximum bei  $z = 670$  mm zu. Danach

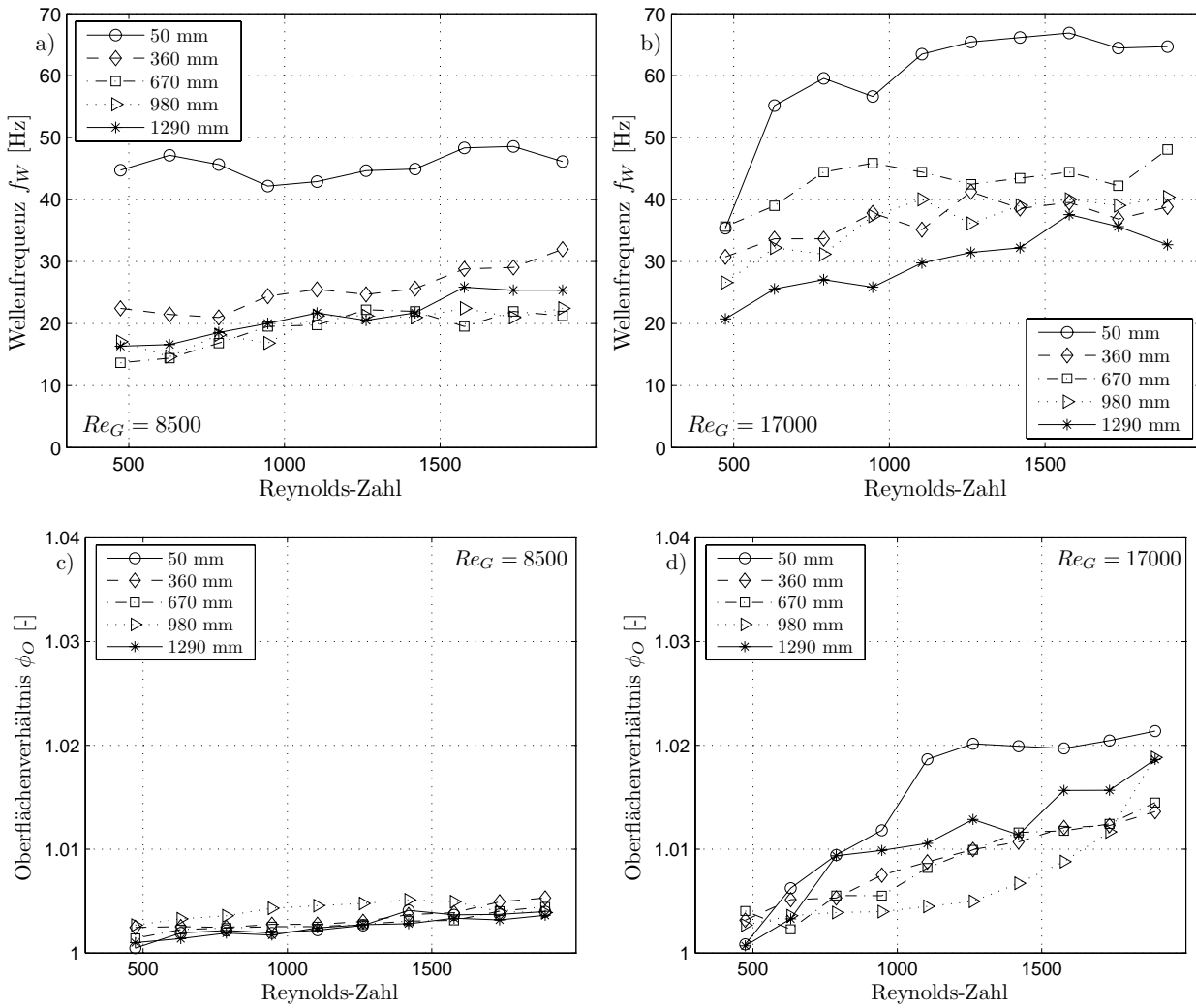
wird der Flüssigkeitsfilm wieder welliger. Die Länge der Welle nimmt ab.

Bei größerer Luftströmung  $Re_G = 17000$  nimmt die Länge der Welle mit zunehmender Lauflänge stetig zu. Dabei nimmt die Länge der Wellen ebenso mit steigender Reynolds-Zahl zu. Mit steigender Reynolds-Zahl werden die detektierten Wellen breiter, sind aber im gesamten betrachteten Reynolds-Zahlenbereich geringer als die Längen der Wellen bei geringerer Luftströmung.



**Abb. 6.54:** Mittlere Länge der Welle und der Wellenperiode

Einen Einfluss der Reynolds-Zahl  $Re_L$  auf die Länge der Wellenperiode ist über die gesamte Lauflänge nicht zu verzeichnen. Dabei ähneln die Verläufe der Längen der Wellenperiode und der gemessenen Längen der Wellen. Für  $Re_G = 8500$  tritt wiederum ein Maximum der Länge der Periode analog zu der Länge der Wellen bei  $z = 670$  mm und für  $Re_G = 17000$  bei  $z = 1290$  mm auf.



**Abb. 6.55:** Wellenfrequenzen und Oberflächenverhältnisse

Abschließend werden die Wellenparameter Wellenfrequenzen und Oberflächenverhältnisse in Abbildung 6.55 präsentiert. Die Wellenfrequenz ist bei der Lauflänge  $z = 50$  mm für  $Re_G = 8500$  ungefähr doppelt so groß wie an den folgenden Messstellen. Die geringste Frequenz wird dabei bei der Lauflänge  $z = 670$  mm gemessen. Danach nimmt  $f_W$  wieder leicht zu. Ebenso ist bei steigenden Reynolds-Zahlen des Flüssigkeitsfilms ein Anstieg der Wellenfrequenz zu verzeichnen. Die Wellenfrequenz auf der strukturierten Oberfläche ist im Vergleich zur unstrukturierten Oberfläche für  $Re_G = 8500$  wesentlich geringer. Wird der Luftmassenstrom verdoppelt, ist ein Anstieg der Wellenfrequenz zu verzeichnen. Dabei ist die größte Wellenfrequenz bei der Lauflänge  $z = 50$  mm und die geringste bei maximaler Lauflänge zu verzeichnen. Dabei nimmt die Wellenfrequenz auch hier mit  $Re_L$  zu.

Im Vergleich zum isothermen Flüssigkeitsfilm sind die Wellenfrequenzen nur bei der strukturierten Oberfläche für  $Re_G = 8500$  und niedrige  $Re_L$  ähnlich. Die Anzahl der

Wellen kann somit durch strukturierte Oberflächen gerade für niedrige  $Re_L$  maßgeblich beeinflusst werden. Den größten Unterschied zwischen strukturierter und unstrukturierter Oberfläche sowie isothermem und verdunstendem Flüssigkeitsfilm wird durch das Oberflächenverhältnis beschrieben. Im Vergleich zum isothermen Flüssigkeitsfilm ist das Oberflächenverhältnis des verdunstenden Flüssigkeitsfilms für  $Re_G = 8500$  ungefähr 1,5-mal größer. Für die Reynolds-Zahl  $Re_G = 17000$  liegt das Verhältnis bei sieben.

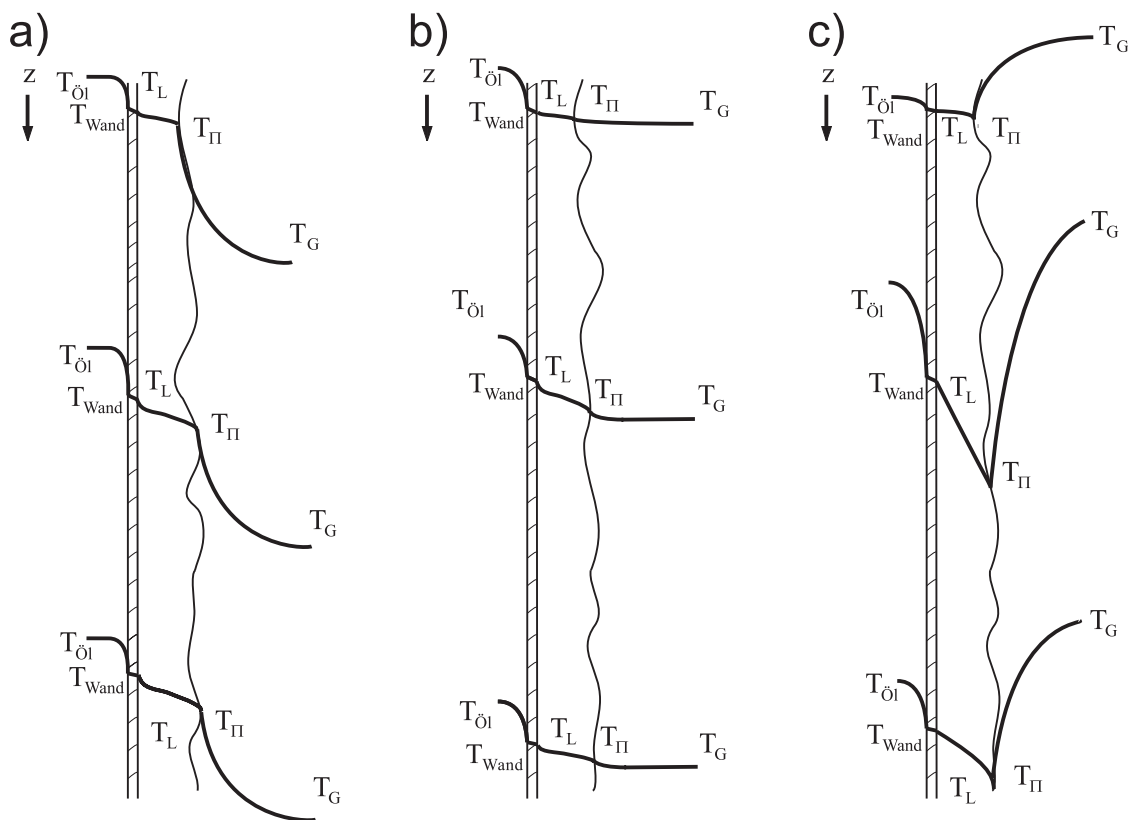
Der Wert des berechneten Oberflächenverhältnisses gilt nur für einen zweidimensionalen linear welligen Flüssigkeitsfilm. Sobald die Filmströmung zu zweidimensionalen nicht linearen Wellen bis hin zu dreidimensionalen Wellen übergeht, kann das Oberflächenverhältnis gerade für die dreidimensionalen Wellen sehr groß werden. Somit beschreibt der hier berechnete Wert die minimale Oberflächenvergrößerung. Gerade bei sehr kurzwelligen durch Luftströmung getriebenen Flüssigkeitsfilmen ändert sich die Wellenform in der Umfangsrichtung stark. Dies wurde schon bei den Messungen mit zwei um  $\beta = 90^\circ$  versetzte Kameras in einer Messebene für den isothermen Flüssigkeitsfilm ohne Luftströmung (Kapitel 6.1.2) präsentiert und in der Arbeit von Kang und Kim [68] verdeutlicht. Das Oberflächenverhältnis ist somit nur eine Kenngröße, die qualitativ eine Aussage über die Welligkeit des Flüssigkeitsfilms geben kann.



## 6.4 Wärmetransport im welligen Flüssigkeitsfilm

Die Durchführung der Experimente zur Bestimmung des Wärmetransports wurde in Kapitel 4.3 beschrieben. Alle Messungen beim verdunstenden oder verdampfenden Flüssigkeitsfilm wurden sowohl an einer strukturierten Verdampferoberfläche als auch an einer unstrukturierten Verdampferoberfläche durchgeführt. Bei den Versuchen wurde dabei zwischen drei verschiedenen Messreihen differenziert, die sich durch die Verdunstung oder Verdampfung des Flüssigkeitsfilms unterschieden. Diese drei Fälle werden in Abbildung 6.56 dargestellt.

Zunächst wurde der Flüssigkeitsfilm im offenen Anlagenzustand verdunstet. Dabei wurden die Quarzglasrohre, die die Messstrecke von der Umgebung trennen, entfernt. Der Flüssigkeitsfilm strömte als reiner Fallfilm das Rohr herab. Im Versuchslabor herrschten im Rahmen der Untersuchungen ein Luftdruck von  $p_{abs} \approx 1\text{ bar}$  und Lufttemperaturen von ungefähr  $T_U \approx 300\text{ K}$ . Der Feuchtegehalt der Luft  $x$  wurde nicht gemessen.



**Abb. 6.56:** Temperaturverläufe entlang der Messstrecke:

- a) offene Verdunstung an die ruhende Luft
- b) geschlossene Verdampfung in gesättigte Dampfatmosphäre
- c) geschlossene Verdunstung bei heißer Luftströmung

Für die weitere Untersuchung wurde die Versuchsanlage dann durch Quarzglasrohre zur Umgebung abgetrennt. Es wurden Versuche bei Betriebsdrücken von  $p_{abs} = 2 - 6$  bar durchgeführt und der Flüssigkeitsfilm teilweise verdampft. Innerhalb der Messstrecke war der Dampf, der an den Quarzglasfenstern und anderen Anlagekomponenten kondensierte, leicht überhitzt.

Zum Abschluss wurden die Messungen durchgeführt, bei denen der Flüssigkeitsfilm bei Systemdrücken von  $p_{abs} = 2 - 4$  bar und Luftströmungen von  $\dot{M}_G = 200 - 720 \frac{kg}{h}$  teilweise verdunstete. Die relative Feuchte  $\varphi$  am Austritt der Messstrecke war wesentlich kleiner als 1.

Wie aus Kapitel 6.1 bis 6.3 zu entnehmen ist, ist die Oberflächenstruktur des Flüssigkeitsfilms von der Temperatur, der Filmdicke und vor allem von der treibenden Schubspannung der Luft an der Phasengrenze  $\Pi_{L,G}$  abhängig. Es soll ein Zusammenhang gefunden werden, der den Wärmetransport in Abhängigkeit zum Versuchsparameter beschreibt. So werden die Massenströme des Flüssigkeitsfilms und der Luftströmung variiert.

Weiterhin wird für alle Versuche die treibende Temperaturdifferenz  $\Delta T_{\dot{O}l,\Pi}$  zwischen der Ölströmung und der Sättigungstemperatur beziehungsweise der Phasengrenztemperatur variiert. Wie aus dem Anhang A zu entnehmen ist, wird der Fehler für die Berechnung des Wärmestroms  $\dot{Q}_{\dot{O}l}$ , der sich aus dem Massenstrom des einströmenden Öls  $\dot{M}_{\dot{O}l}$  und der Öleintrittstemperatur  $T_{\dot{O}l,ein}$  sowie der Ölaustrittstemperatur  $T_{\dot{O}l,aus}$  aus der Messstrecke und der Wärmekapazität  $c_{p,\dot{O}l}$  berechnen lässt, für große Temperaturdifferenzen geringer. Die Wärmestromdichte ist definiert durch

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}_{\dot{O}l}}{A} \quad (6.12)$$

mit A als Außenfläche des Rohrs und  $\dot{Q}_{\dot{O}l}$  als

$$\dot{Q}_{\dot{O}l} = \dot{M}_{\dot{O}l} \cdot c_{p,\dot{O}l} \cdot (T_{\dot{O}l,ein} - T_{\dot{O}l,aus}) \quad (6.13)$$

Die treibende mittlere Temperaturdifferenz  $\Delta T_{\dot{O}l,\Pi}$  ist für den Wärmeübergang von der Ölströmung zur Phasengrenze  $\Pi_{L,G}$  bei konstanter Phasengrenztemperatur über der Lauflänge wie folgt definiert:

$$\Delta T = \frac{T_{\dot{O}l,ein} - T_{\dot{O}l,aus}}{\ln \left( \frac{T_{\dot{O}l,ein} - T_{\Pi}}{T_{\dot{O}l,aus} - T_{\Pi}} \right)} \quad (6.14)$$

Bei der Verdunstung in die Laborumgebung (Abbildung 6.56 a)) kann der verdunstete Massenstrom nicht gemessen werden. Somit ist eine Abschätzung der Phasengrenztemperatur  $T_{\text{II}}$ , die jedoch unterhalb der Sättigungstemperatur  $T_s$  für den Gesamtdruck  $p_U$  liegt, nicht möglich.

Ein Grund für die Temperaturdifferenz zwischen Sättigungs- und Phasengrenztemperatur wird durch die Welligkeit der Flüssigkeitsströmung hervorgerufen. Da sich die Oberflächenformen der Filmströmung entlang der Messstrecke ändern, wird sich auch die Temperatur der Phasengrenze aufgrund der erzwungenen Konvektion an der Phasengrenze durch den herabströmenden Flüssigkeitsfilm ändern. Freie Konvektion der Luft an der welligen Phasengrenze entlang der Messstrecke wird dies noch verstärken. Vermutlich kann somit auch nicht von einer konstanten Wärmestromdichte entlang der Messstrecke ausgegangen werden.

Bei der Verdampfung in der abgeschlossenen Messstrecke (Abbildung 6.56 b)) entspricht die Phasengrenztemperatur  $T_{\text{II}}$  annähernd der Sättigungstemperatur  $T_s$ . Dabei kondensiert der verdampfte Flüssigkeitsmassenstrom an den Quarzglaszylindern, sodass innerhalb der Versuchsanlage der Dampf leicht überhitzt ist. Die zum Anfahren der Versuchsanlage benötigte Luft entweicht, Messungen werden erst gestartet, wenn die Dampftemperatur im Versuchsraum die Sättigungstemperatur des entsprechenden vorliegenden Drucks erreicht hat. Diese Temperaturen im Ringkanal zwischen Flüssigkeitsfilm und Quarzglasrohren werden durch zehn Thermoelemente entlang der Messstrecke gemessen. Die Differenz zwischen Dampftemperatur und der berechneten Sättigungstemperatur lag bei den Messungen unter 1 K.

Aufgrund der hohen Temperaturdifferenzen zwischen der Ölströmung und der Phasengrenze von bis zu  $\Delta T_{\text{Öl,II}} = 14 \text{ K}$  und der nur gering abnehmenden Öltemperatur entlang der Messstrecke von  $\Delta T_{\text{Öl,ein,aus}} = 2,5 \text{ K}$  wird bei den Versuchen eine annähernd konstante Wärmestromdichte entlang der Messstrecke erwartet.

Bei der Bestimmung des Wärmeübergangs mit Luftströmung kann die Phasengrenztemperatur, die sich entlang der Messstrecke stark ändert, nicht bestimmt werden. Es stellt sich keine konstante Wärmestromdichte ein.

Im Rahmen der Arbeit werden lokale und hauptsächlich globale Wärmetransportvorgänge gemessen und berechnet. Die lokalen Messungen des Wärmetransports, die mit verschiebbaren Thermoelementen durchgeführt werden, werden nur für eine qualitative Abschätzung des Wärmetransports entlang der Messstrecke für Messungen mit Luftströmungen verwendet. Die geringen Temperaturdifferenzen zwischen den beiden Thermoelementen und den daraus folgenden stark variierenden Wärmestromdichten lassen eine quantitative Betrachtung der Messergebnisse als nicht sinnvoll erscheinen.

### 6.4.1 Wärmetransport im Fallfilm

Bei den Untersuchungen des Wärmetransports im Fallfilm wurden zwei unterschiedliche Rahmenbedingungen für die Messungen geschaffen. In Abbildung 6.56 sind diese Zusammenhänge erklärt. Um einen Überblick über die verschiedenen Messgrößen zu bekommen, werden diese in der folgenden Tabelle zusammengefasst:

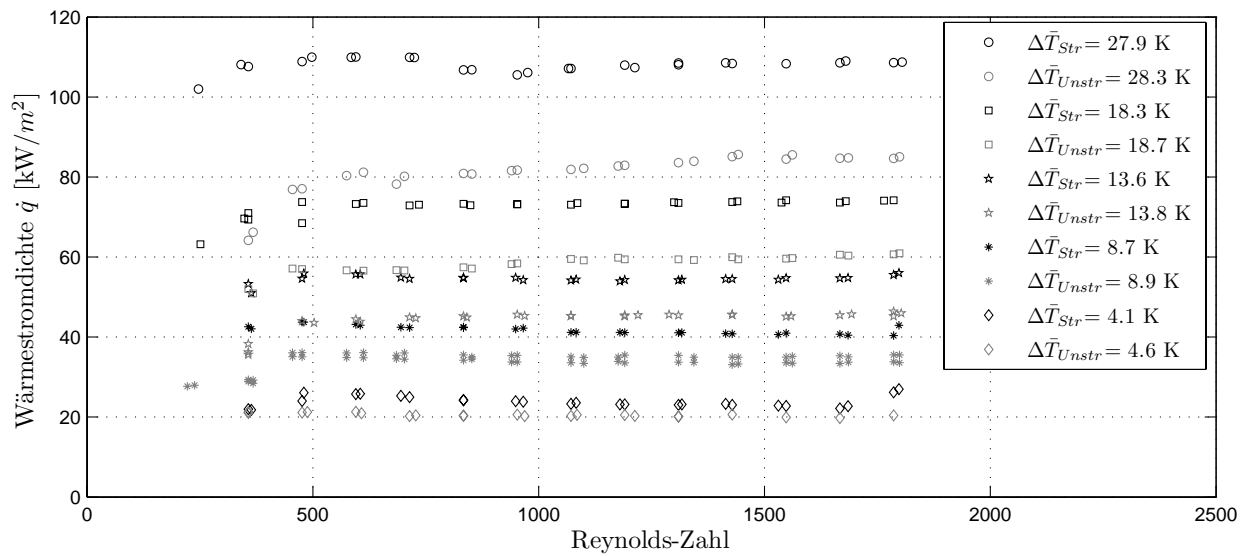
**Tabelle 6.6:** Übersicht Messungen ohne Luftströmung

Nr.	$p_{abs}$	$Re_L$	$\Delta\bar{T}_{\bar{O}l,\Pi}$	Oberfläche
1.	1 bar	200-1900	4, 1 K	Strukturiert
2.	1 bar	200-1900	4, 6 K	Unstrukturiert
3.	1 bar	200-1900	8, 7 K	Strukturiert
4.	1 bar	200-1900	8, 9 K	Unstrukturiert
5.	1 bar	200-1900	13, 6 K	Strukturiert
6.	1 bar	200-1900	13, 8 K	Unstrukturiert
7.	1 bar	200-1900	18, 3 K	Strukturiert
8.	1 bar	200-1900	18, 7 K	Unstrukturiert
9.	1 bar	200-1900	27, 9 K	Strukturiert
10.	1 bar	200-1900	28, 3 K	Unstrukturiert
11.	2 bar	400-2000	8, 1 K	Strukturiert
12.	2 bar	250-2200	9, 1 K	Unstrukturiert
13.	2 bar	500-2000	12, 5 K	Strukturiert
14.	2 bar	400-2200	13, 5 K	Unstrukturiert
15.	4 bar	300-2100	10, 6 K	Strukturiert
16.	4 bar	150-2200	11, 8 K	Unstrukturiert
17.	6 bar	350-2100	10, 2 K	Strukturiert
18.	6 bar	400-2200	11, 2 K	Unstrukturiert

#### Wärmetransport bei Absolutdrücken von $p_{abs} = 1$ bar

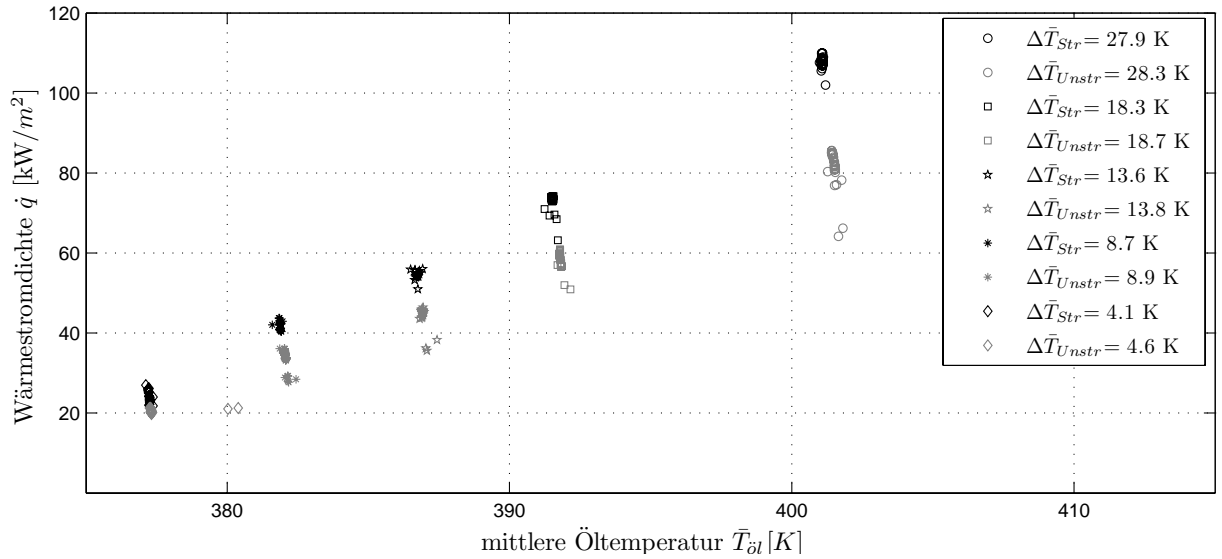
Die treibende Temperaturdifferenz des Wärmeübergangs zwischen der mittleren Öltemperatur und der Phasengrenztemperatur wurde von  $\Delta\bar{T} = 4, 1 - 29, 3$  K variiert. Hierbei wurde als Referenztemperatur die Temperatur der Phasengrenze mit  $T_{\Pi} = T_s = 373$  K angesetzt, auch wenn die Temperatur der Phasengrenze merklich unterhalb der Sättigungstemperatur liegen muss.

Dabei herrscht an der Phasengrenze kein gesättigtes Luft-Dampfgemisch vor. Der Partialdruck unterscheidet sich somit vom Sättigungsdruck.



**Abb. 6.57:** Wärmestromdichte über Reynolds-Zahl für verschiedene mittlere Öltemperaturen auf strukturierter und unstrukturierter Oberfläche

Durch die unterschiedlichen Öltemperaturen stellte sich ein berechneter Wärmeübergangskoeffizient nach Gleichung 6.20 zwischen der Ölströmung und der Rohrrinnenwand  $\alpha_{Öl,i} = 3650 - 4200 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2\text{K}}$  ein. Abbildung 6.57 zeigt, dass die Wärmestromdichte weitestgehend unabhängig von der Reynolds-Zahl des Flüssigkeitsfilms ist. Bei niedrigen Reynolds-Zahlen der Flüssigkeitsströmung wird die Wärmestromdichte geringer.

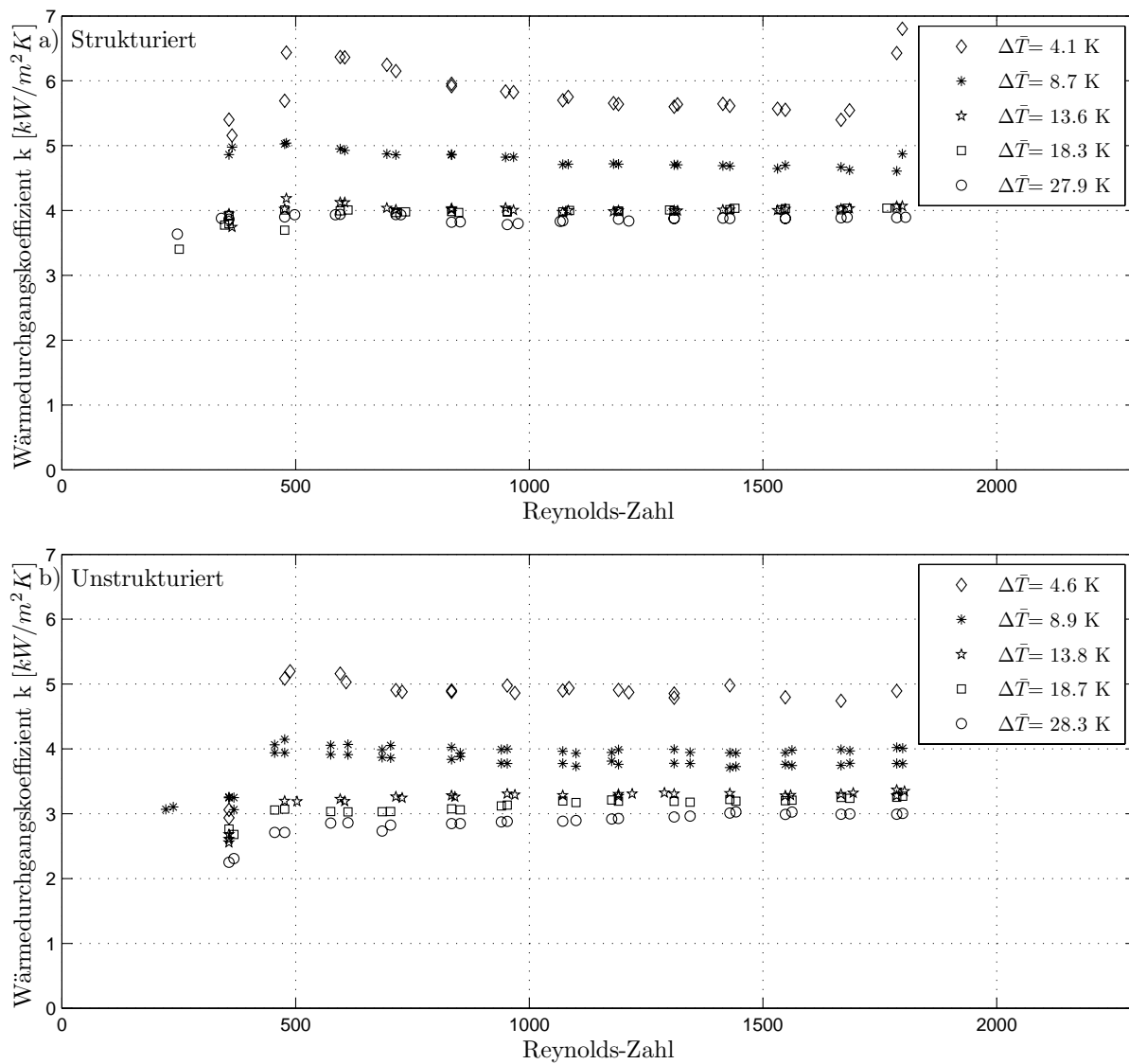


**Abb. 6.58:** Wärmestromdichte über Öltemperatur für verschiedene mittlere Öltemperaturen auf strukturierter und unstrukturierter Oberfläche

In Abbildung 6.58 wird die berechnete Wärmestromdichte über die mittlere Temperatur der Ölströmung aufgetragen. Somit kann der Unterschied zwischen den treibenden Temperaturdifferenzen bei den Messungen mit strukturiertem und unstrukturiertem Verdampferrohr verdeutlicht werden. Die treibende Temperaturdifferenz steht in Abhängigkeit zur übertragenen Wärmestromdichte. Bei gleich bleibender Öleintrittstemperatur  $T_{Öl, ein}$  für das strukturierte und das unstrukturierte Verdampferrohr stellen sich unterschiedliche Wärmestromdichten ein. So ist bei einem größeren übertragenen Wärmestrom die Temperaturdifferenz zwischen der mittleren Öltemperatur und der gleich bleibenden Phasengrenztemperatur geringer. Dies wird gerade für große Wärmestromdichten in Abbildung 6.58 verdeutlicht.

Die Wärmestromdichte liegt beim strukturierten Rohr bei einer treibenden Temperaturdifferenz von ungefähr  $\Delta \bar{T} = 28$  K um durchschnittlich  $\dot{q}^\diamond = \frac{\dot{q}_{Str} - \dot{q}_{Unstr}}{\dot{q}_{Unstr}} = 40\%$  über der des unstrukturierten Verdampferrohrs. Allerdings sind die Unterschiede für niedrige Reynolds-Zahlen ausgeprägter als bei hohen Reynolds-Zahlen. Dies lässt sich durch die unterschiedlichen Strömungsformen des Flüssigkeitsfilms bei geringen Filmdicken, wie es in Kapitel 6.2 beschrieben wurde, begründen. So wird der ausgeprägtere Basisfilm mit geringen Filmdicken den Wärmetransport maßgeblich verbessern. Weiterhin gewinnen hier auch Effekte wie die Marangonikonvektion an den strukturierten Oberflächen aufgrund der geringen Filmdicke an Bedeutung.

Bei steigender Reynolds-Zahl  $Re_L$  verringert sich dieser Effekt. Wird die treibende Temperaturdifferenz weiter verringert, nimmt das Verhältnis  $\dot{q}^\diamond$  der Wärmestromdichten ab. Bei der treibenden Temperaturdifferenz  $\Delta \bar{T} = 4$  K liegt das Verhältnis bei 25 %.



**Abb. 6.59:** Wärmedurchgangskoeffizient  $k$  über Reynolds-Zahl für strukturierte und unstrukturierte Oberflächen

Unter der Annahme, dass die Temperatur  $T_{\Pi}$  an der Phasengrenze  $\Pi_{L,G}$  der Sättigungstemperatur des Umgebungsdrucks für gesättigte Luft entspricht, wird in Abbildung 6.59 der Wärmedurchgangskoeffizient  $k$  zwischen der mittleren treibenden Temperatur der Ölströmung und der Sättigungstemperatur an der Phasengrenze im Reynolds-Zahlenbereich  $Re_L = 300 - 2000$  aufgetragen. Der Wärmedurchgangskoeffizient ist definiert als

$$k = \frac{\dot{q}}{\Delta T} \quad (6.15)$$

mit der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  aus Gleichung 6.14. Da die Temperaturen des Öls in der Rohrströmung für jede vergleichbare Messung sowohl für das strukturierte als auch für

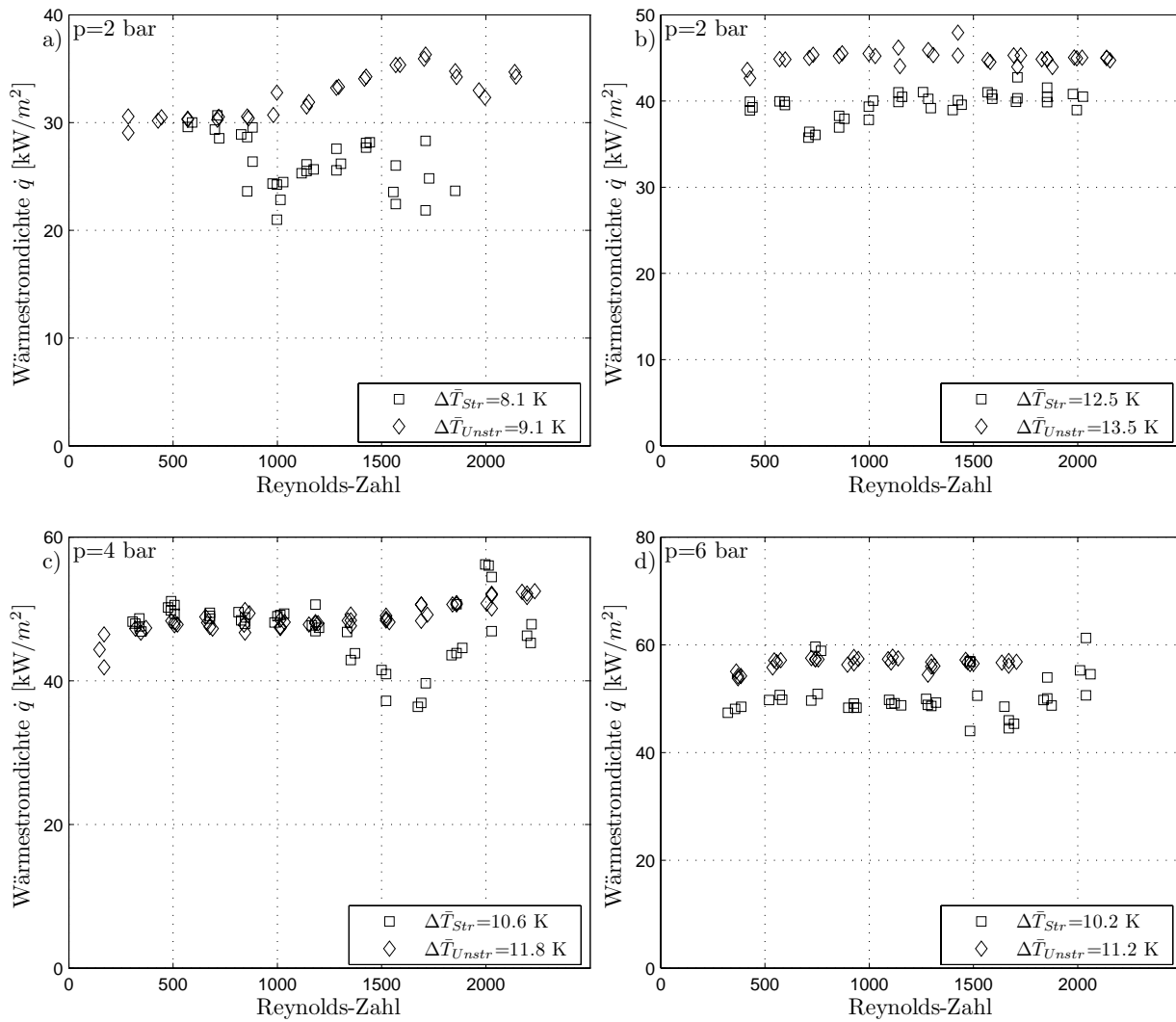
das unstrukturierte Rohr annähernd konstant gehalten werden, kann davon ausgegangen werden, dass sich der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_{\ddot{o}l,i}$  in dem Temperaturbereich nicht wesentlich ändert.

Wie schon in Abbildung 6.57 dargestellt war, ändert sich äquivalent zur Wärmestromdichte der Wärmedurchgangskoeffizient über der Reynolds-Zahl kaum. Ein leichte Abnahme ist bei Reynolds-Zahlen  $Re_L < 450$  zu beobachten. Die Übergangs-Reynolds-Zahl nach Gleichung 2.26 liegt bei der Verdunstung bei  $p_{abs} = 1$  bar bei  $Re_{ü,lw,t} = 750$ . Nach Abbildung 2.7 fällt die Nusselt-Zahl mit zunehmender Reynolds-Zahl für  $Pr = 1,75$  ebenfalls bis  $Re_L = 700$  ab, und steigt dann wieder. Mit steigender Filmdicke verschlechtert sich der Wärmeübergang im laminar-welligen Bereich bis die Zunahme der Turbulenz im Flüssigkeitsfilm diesem Effekt entgegenwirkt.

### Wärmetransport bei Absolutdrücken von $p_{abs} = 2 - 6$ bar

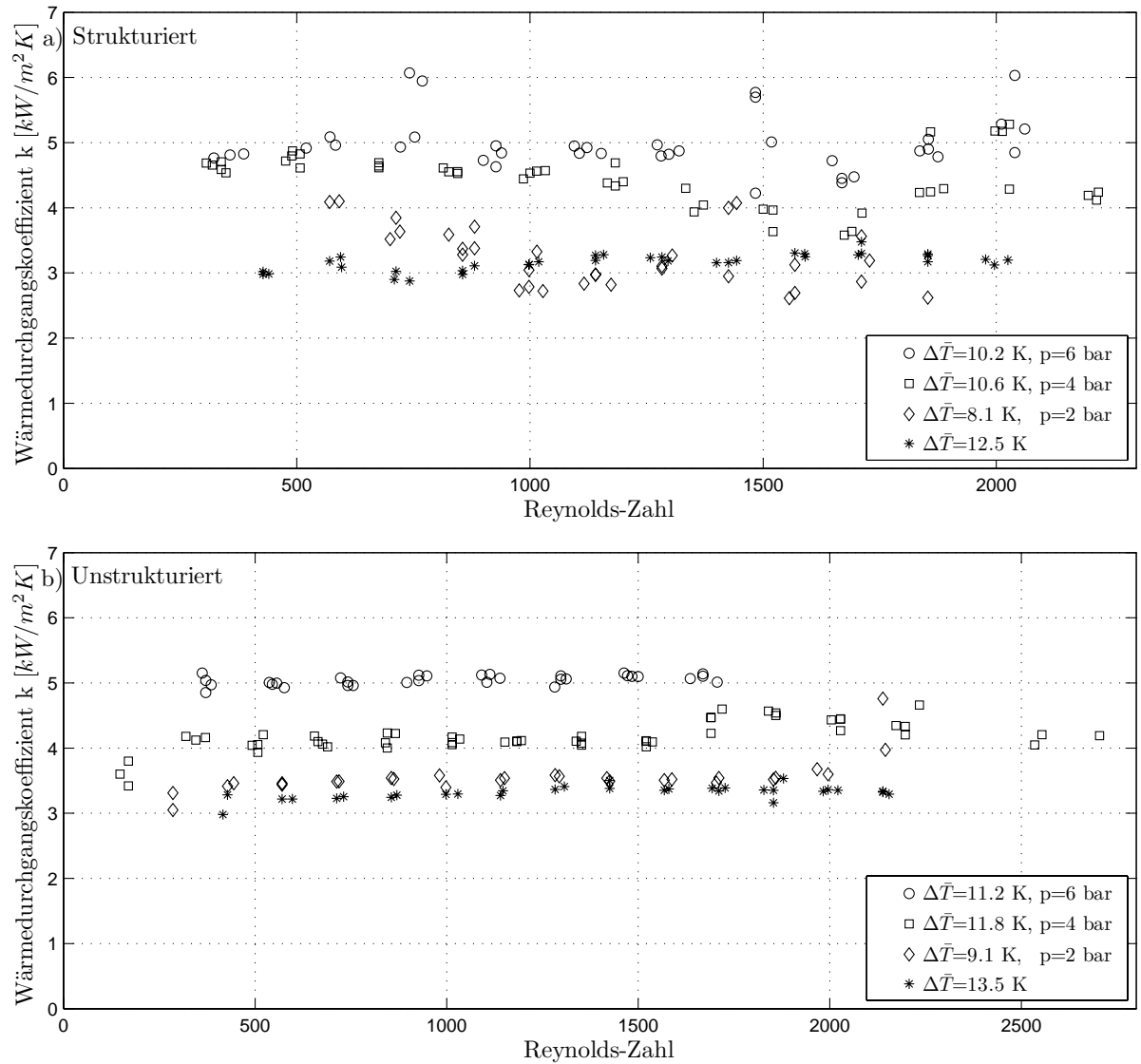
In Abbildung 6.60 sind die Wärmestromdichten bei verschiedenen Anlagendrücken über der Reynolds-Zahl aufgetragen. Die Messungen finden im abgeschlossenen Versuchsraum statt. Dazu wurden die Quarzglasrohre und die Edelstahlmessblöcke in der Anlage integriert. Nach einer gewissen Zeit entsprach die Temperatur des Dampfes dabei der Sättigungstemperatur des entsprechenden Anlagendrucks. Diese Temperatur wurde durch zehn Thermoelemente gemessen und war entlang der Messstrecke konstant.





**Abb. 6.60:** Wärmestromdichte über Reynolds-Zahl für verschiedene Drücke

Der Flüssigkeitsfilm wird entlang der Messstrecke teilweise verdampft. In Abbildung 6.60 a) und b) werden die Messungen bei dem Systemdruck  $p_{abs} = 2$  bar dargestellt. In den Abbildungen 6.60 c) und d) wird der Systemdruck um jeweils  $\Delta p = 2$  bar erhöht. Aufgrund der unterschiedlichen treibenden Temperaturdifferenzen ist eine klare Aussage über die Wärmestromdichte abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit des Rohrs nicht möglich. Die gemessenen Wärmestromdichten sind weitgehend unabhängig von der Reynolds-Zahl.



**Abb. 6.61:** Wärmedurchgangskoeffizient  $k$  über Reynolds-Zahl für a) strukturierte Oberflächen  
b) unstrukturierte Oberflächen

In Abbildung 6.61 werden die gemessenen Wärmedurchgangskoeffizienten  $k$  präsentiert. Hier ist ein Vergleich des Wärmetransports an der strukturierten und unstrukturierten Oberfläche möglich. Dabei sind die Wärmedurchgangskoeffizienten für das unstrukturierte Rohr im gesamten Reynolds-Zahlenbereich größer als die Wärmedurchgangskoeffizienten der strukturierten Oberfläche. Ein Einfluss des Systemdrucks auf den Wärmetransport kann hier klar festgestellt werden. Bei den beiden Messreihen für  $p_{abs} = 2\text{ bar}$  weichen die gemessenen Wärmedurchgangskoeffizienten sowohl bei der strukturierten als auch bei der unstrukturierten Oberfläche nur unwesentlich voneinander ab. Bei höherem Systemdruck nimmt der Wärmedurchgangskoeffizient zu. Weiterhin ist zu beobachten, dass die Messwerte an der strukturierten Oberfläche in der Gesamtheit mehr streuen.

### 6.4.2 Wärmetransport im schubspannungsgetriebenen Film

Im folgenden Abschnitt werden die Messungen des Wärmetransports bei verschiedenen Luftströmungen dargestellt. Dabei wurden die Massenströme der Luftströmung bei verschiedenen Anlagedrücken verändert, die Reynolds-Zahlen der Luft wurden zwischen  $Re_G = 19000 - 94000$  variiert. Eine Übersicht der durchgeführten Versuchsreihen wird in Tabelle 6.7 dargestellt:

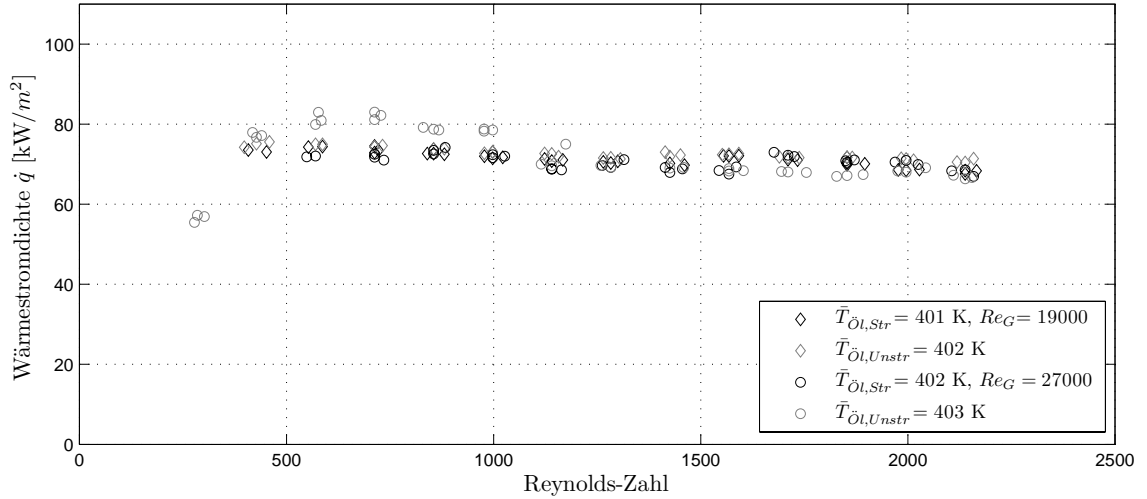
**Tabelle 6.7:** Übersicht Messungen mit Luftströmung

Nr.	$p_{abs}$	$Re_L$	$\Gamma \left[ \frac{kg}{ms} \right]$	$Re_G$	$\bar{T}_{öl}$	Oberfläche
19.	2bar	400-2300	0,1 - 0,53	19000	401 K	Strukturiert
20.	2bar	400-2300	0,1 - 0,53	19000	402 K	Unstrukturiert
21.	2bar	500-2300	0,12 - 0,53	27000	402 K	Strukturiert
22.	2bar	250-2300	0,07 - 0,53	27000	403 K	Unstrukturiert
23.	3bar	400-2400	0,1 - 0,53	33000	408 K	Strukturiert
24.	3bar	650-2400	0,14 - 0,53	33000	409 K	Unstrukturiert
25.	3bar	400-2400	0,1 - 0,53	65000	402 K	Strukturiert
26.	3bar	700-2400	0,17 - 0,53	65000	400 K	Unstrukturiert
27.	3bar	400-2400	0,1 - 0,53	94000	397 K	Strukturiert
28.	3bar	400-2300	0,1 - 0,5	94000	396 K	Unstrukturiert
29.	4bar	500-2400	0,1 - 0,5	74000	397 K	Strukturiert
30.	4bar	600-2200	0,14 - 0,45	74000	396 K	Unstrukturiert

#### Verdunstung bei $p_{abs} = 2$ bar

Aufgrund des hohen Druckverlusts an dem Schalldämpfer konnten bei den Messungen bei  $p_{abs} = 2$  bar nur maximale Massenströme von  $\dot{M}_G = 0,06 \frac{kg}{s}$  eingestellt werden. Somit ergaben sich maximale Reynolds-Zahlen von  $Re_G = 27000$  für die Versuche.

In Abbildung 6.62 werden die gemessenen Wärmestromdichten für Luftströmungen mit  $Re_G = 19000$  und  $Re_G = 27000$  bei einem Absolutdruck von  $p_{abs} = 2$  bar präsentiert. Die treibende Temperaturdifferenz zwischen der Ölströmung und der Phasengrenztemperatur konnte nicht ermittelt werden. Dieser Zusammenhang wird im weiteren Verlauf erläutert. Sowohl für strukturierte als auch für unstrukturierte Oberflächen sind keine wesentlichen Unterschiede der Wärmestromdichte über der Reynolds-Zahl der Flüssigkeit bei  $Re_G = 19000$  zu verzeichnen. Mit steigender  $Re_L$  nehmen die Wärmestromdichten ab. Dies liegt in der zunehmenden Filmdicke begründet, die als Wärmetransportwiderstand betrachtet werden kann.



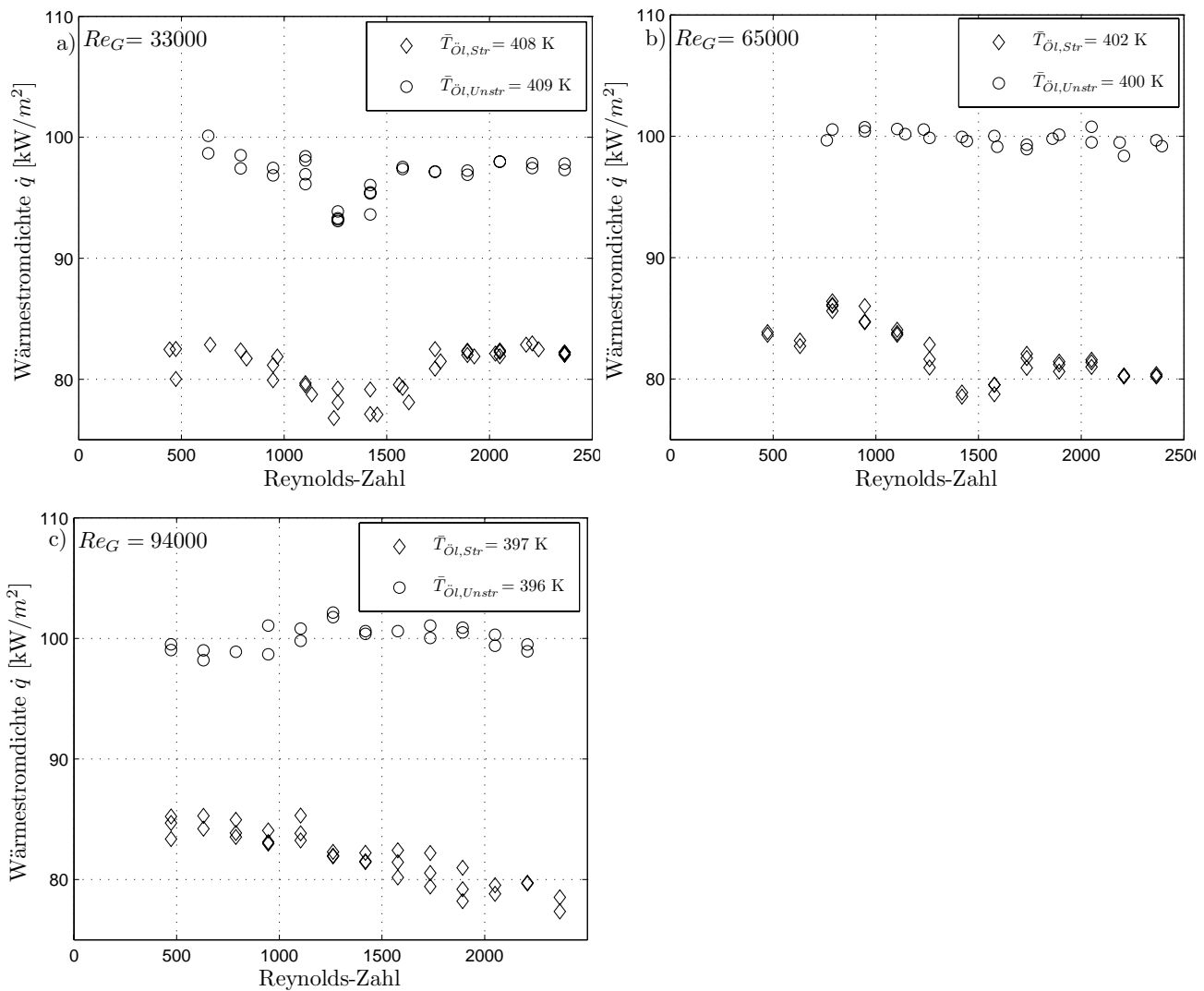
**Abb. 6.62:** Wärmestromdichte über Reynolds-Zahl bei  $p_{abs} = 2$  bar bei verschiedenen Luftmassenströmen

Im reinen Fallfilm nimmt die Turbulenz ab einer kritischen Reynolds-Zahl stark zu, und der Wärmetransport wird trotz zunehmenden Filmdicke verbessert. Der schubspannungsgetriebene Flüssigkeitsfilm kann, wie die zeitlichen Filmverläufe in Abschnitt 6.3.1 verdeutlichen, schon für niedrige Reynolds-Zahlen  $Re_G$  als voll turbulent angenommen werden.

Bei den gemessenen Wärmestromdichten für  $Re_G = 27000$  sind Unterschiede zwischen der strukturierten und der unstrukturierten Messung zu beobachten. Dabei ist die Wärmestromdichte für die Messungen auf der unstrukturierten Oberfläche für niedrige  $Re_L$  um bis zu 10 % höher als auf der strukturierten Oberfläche. Somit kann auf einen direkten Einfluss der Luftströmung auf den Wärmetransport zwischen strukturierten und unstrukturierten Oberflächen geschlossen werden.

**Verdunstung bei  $p_{abs} = 3$  bar**

In Abbildung 6.63 sind die Wärmestromdichten für verschiedene Luftmassenströme über der Reynolds-Zahl aufgetragen. Hier ist die Reynolds-Zahl der Luftströmung wesentlich höher als bei den Messungen mit  $p_{abs} = 2$  bar. Bei allen Messungen ist die Wärmestromdichte auf der unstrukturierten Oberfläche höher als auf der strukturierten. Dabei bleibt die Wärmestromdichte für die unstrukturierte Oberfläche über der Reynolds-Zahl  $Re_L$  für alle drei Messungen annähernd konstant. Für die unstrukturierte Oberfläche tritt ein Minimum zwischen  $Re_L = 1200 - 1800$  für  $Re_G = 33000$  auf. Mit steigendem Luftmassenstrom ist dieses Minimum nicht mehr zu verzeichnen. Die Wärmestromdichte auf der strukturierten Oberfläche hat ebenfalls für  $Re_G = 33000$  und  $65000$  ein Minimum bei  $Re_L = 1200 - 1800$ . Für größere Luftmassenströme ist eine stetige Abnahme der Wärmestromdichte über der Reynolds-Zahl zu verzeichnen.

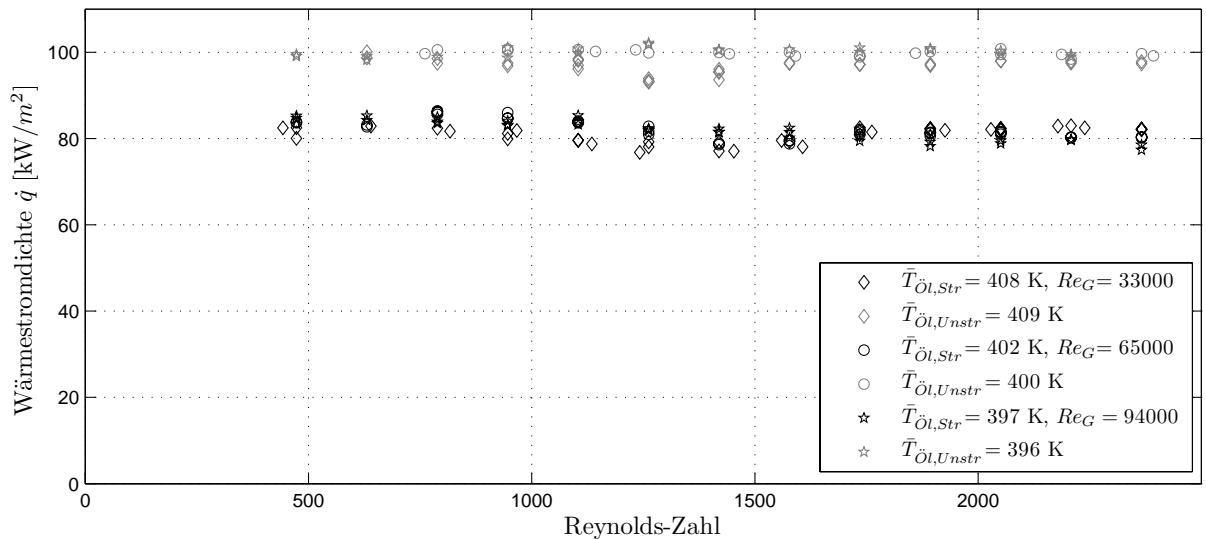


**Abb. 6.63:** Wärmestromdichten für unterschiedliche Luftmassenströme

Die größere Wärmestromdichte, die für die unstrukturierten Oberflächen gemessen wurde, können anhand der gemessenen Wellenparameter erklärt werden. Wie Abbildung 6.50 und Abbildung 6.55 verdeutlichen, steigt das Oberflächenverhältnis mit steigender Luftströmung rapide an.

Die Filmoberfläche nimmt eine kurzwellige dreidimensionale Form an. Aufgrund der sinkenden Temperatur an der Oberfläche durch die trockene Luftströmung wird der Flüssigkeitsfilm in sich abgekühlt. Große Turbulenzen im Film beschleunigen diese Abkühlung. Somit sinkt mit steigender Turbulenz die Temperatur im Flüssigkeitsfilm, und die treibende Temperaturdifferenz der Wärmeübertragung steigt.

Im Vergleich zu Abbildung 6.50 d) ist das gemessene Oberflächenverhältnis, das in Abbildung 6.55 d) dargestellt ist, auf dem strukturierten Rohr um mehr als 50 % geringer als auf dem unstrukturierten Rohr. Weitere Einflüsse auf die Verdunstung werden auch die unterschiedlichen Wellenformen haben. Auf der strukturierten Oberfläche können Wellen mit einer großen Länge und Periode beobachtet werden.



**Abb. 6.64:** Wärmestromdichte über Reynolds-Zahl für verschiedene Luftmassenströme

In Abbildung 6.64 werden zur Verdeutlichung die Ergebnisse für die unterschiedlichen Luftmassenströme zusammengefasst. Dabei ist kein markanter Unterschied zwischen den verschiedenen Luftmassenströmen zu erkennen, jedoch wird der Unterschied der gemessenen Wärmestromdichten zwischen der strukturierten und unstrukturierten Oberfläche deutlich.

Die Eintrittstemperatur der Ölströmung sinkt bei steigendem Luftmassenstrom. Bei den Messungen wurde die maximale Heizleistung des Thermostats am Verdampferrohr umgesetzt, die bei  $\dot{Q} = 9 \text{ kW}$  lag. Zusätzlich wird durch Dissipation in der Pumpe und

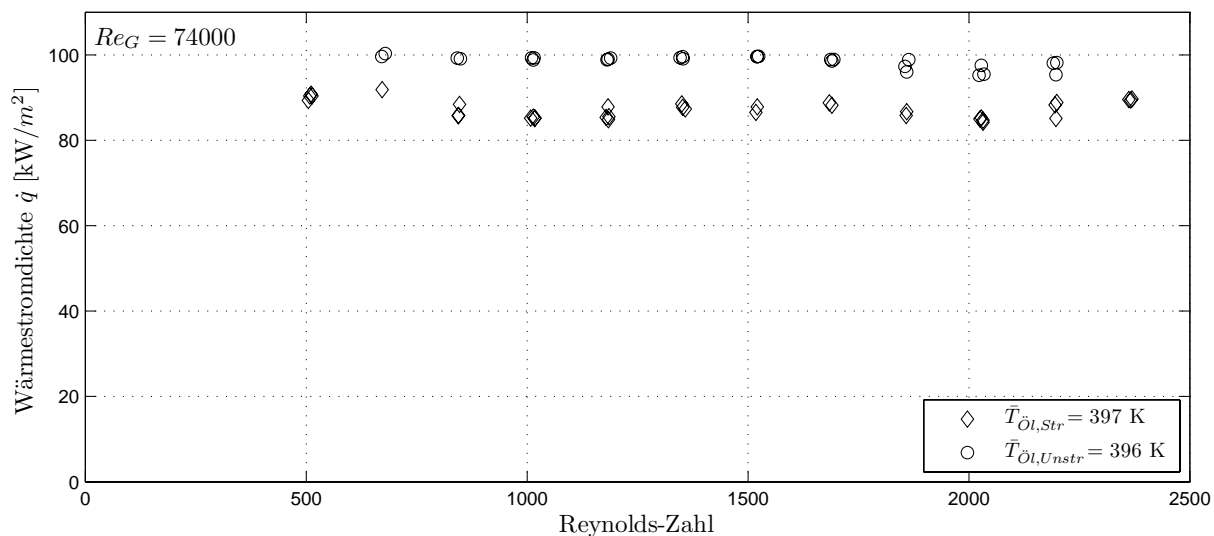
im Rohrleitungssystem ein Wärmestrom von  $\dot{Q} = 2 \text{ kW}$  an das Öl abgegeben. Dies wurde durch Vergleichsmessungen bestimmt.

Der maximal abgegebene Wärmestrom an den Flüssigkeitsfilm ist  $\dot{Q}_{max} \approx 11 \text{ kW}$ , was einer maximalen Wärmestromdichte von  $\dot{q} \approx 100 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$  entspricht.

Die Ursache für das Abnehmen der Öleintrittstemperatur bei maximaler Heizleistung für Messungen am unstrukturierten Rohr ist, dass die Phasengrenztemperatur mit zunehmenden Luftmassenstrom sinkt und bei eher konstantem Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{Wand,\Pi}$  die treibende Temperaturdifferenz zwischen Wand und Phasengrenze zunimmt.

### Verdunstung bei $p_{abs} = 4 \text{ bar}$

Abschließend fanden Messungen bei einem Systemdruck von  $p_{abs} = 4 \text{ bar}$  statt. Eine Änderung der Wärmestromdichte durch den im System herrschenden Druck konnte bei den Messungen an der unstrukturierten Oberfläche nicht festgestellt werden. Jedoch nimmt die Wärmestromdichte mit zunehmenden Druck für das strukturierte Rohr leicht zu.



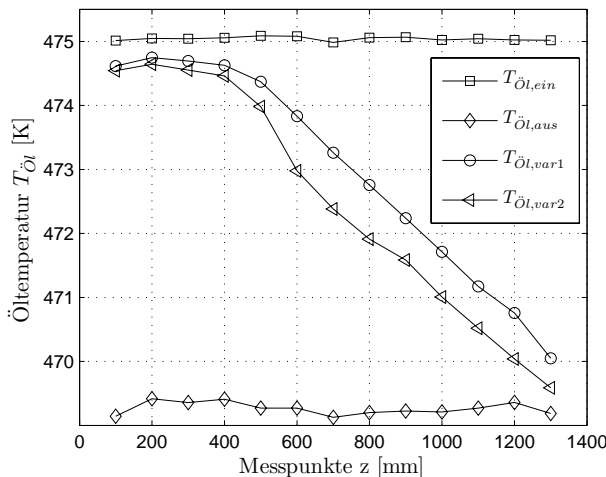
**Abb. 6.65:** Wärmestromdichte über Reynolds-Zahl für  $Re_G = 74000$  und  $p_{abs} = 4 \text{ bar}$

Da die bisherigen Ergebnisse keinen maßgeblichen Einfluss der turbulenten Luftströmung  $Re_G$  auf die Wärmestromdichte gezeigt haben, wird ein hoher Einfluss der unterschiedlichen Stoffwerte, wie die Viskosität oder die Oberflächenspannung der Flüssigkeit, die mit steigender Temperatur abnehmen, die Form des Flüssigkeitsfilmoberfläche zu stark welligen Oberflächen verändern und somit das Oberflächenverhältnis im

Verhältnis zu geringeren Systemtemperaturen beeinflussen.

Im Rahmen der Verdunstung von Flüssigkeitsfilmen mit heißer Luftströmung wurden noch weitere verschiedene Messkampagnen durchgeführt. Die Ergebnisse der ersten Messreihen sind in der Diplomarbeit von Nasarek [92] aufgeführt. Dabei unterscheiden sich die Ergebnisse zu den hier präsentierten in der übertragenen Wärmestromdichte von dem Heizmedium an dem Flüssigkeitsfilm.

Maximale Massenströme, äquivalent zu Reynolds-Zahlen der Ölströmungen von  $Re_{\dot{O}l} < 10000$ , konnten in dieser Messkampagne eingestellt werden. Für die hier präsentierten Messungen ist die Reynolds-Zahl der Ölströmung  $Re_{\dot{O}l} > 40000$  und somit turbulent. Weiterhin werden in der Arbeit von Nasarek örtliche Wärmestromdichten durch zwei verschiebbare Thermoelemente gemessen. Aufgrund der geringen Temperaturdifferenz der im Abstand von  $z = 100$  mm durch das Rohr gezogenen Thermoelemente ist nur eine qualitative Aussage möglich. Um zu garantieren, dass die Thermoelemente in der Mitte des Rohrs geführt werden, wurde eine Konstruktion aus Federdraht zur Fixierung im Rohr gewählt. Aus den gemessenen örtlichen Wärmestromdichten sollten anhand von Berechnungen der Wandtemperatur örtliche Wärmeübergangskoeffizienten bestimmt werden. Der Versuch, örtliche Wandtemperaturen zu berechnen, wird in Kapitel 6.4.3 beschrieben.



**Abb. 6.66:** Messungen der Öltemperaturen mit verschiebbaren Thermoelementen

In Abbildung 6.66 werden die gemessenen Öltemperaturen der verschiebbaren Thermoelemente präsentiert. Die Temperaturen des Öls am Eintritt in die Messstrecke sowie am Austritt aus der Messstrecke sind für alle Messungen annähernd konstant. Für die geringen Ölmassenströme stellten sich Temperaturdifferenzen von  $\Delta T_{\dot{O}l,ein,aus} \cong 5$  K ein. Für Messungen mit  $Re_{\dot{O}l} > 40000$  liegt die Temperaturdifferenz bei maximal  $\Delta T_{\dot{O}l,ein,aus} \cong 2,5$  K. Somit sind Messungen mit den verschiebbaren Thermoelementen in Intervallen von 13 Messpunkten in

der voll turbulenten Ölströmung aufgrund der Messungenauigkeit der Thermoelemente nicht mehr sinnvoll.

An den ersten Messstellen veränderte sich die Temperatur der Ölströmung nur minimal, sodass von einem geringen Wärmetransport vom Öl an den Flüssigkeitsfilm ausgegangen werden kann. Dies wird durch die eingestellte Eintrittstemperatur der Flüssigkeit hervorgerufen. Die Flüssigkeit wird in der Rohrleitung durch den elektrischen Erhitzer und das Thermostat auf die Temperatur von  $\Delta T = 1$  K unterhalb der Sättigungstemperatur des



entsprechenden Anlagendrucks erhitzt.

Die Temperaturverläufe in der Ölströmung des Flüssigkeitsfilms und der Luftströmung sind in Abbildung 6.56 dargestellt. Am Beginn der Messstrecke ist die Temperaturdifferenz zwischen der Ölströmung und dem Flüssigkeitsfilm gering. Durch die Verdunstung an der Phasengrenze sinkt die Temperatur des Flüssigkeitsfilms.

Dem Flüssigkeitsfilm wird Wärme entzogen bis die mittlere Temperatur des Flüssigkeitsfilms stark abgesenkt ist. Mit steigendem Temperaturgradienten in der Flüssigkeit und sinkender Wandtemperatur findet verstärkt Wärmetransport von der Ölströmung zur Phasengrenze statt.

Die Luft kühlt den Flüssigkeitsfilm ab. Aufgrund der Verdunstung ändert sich die relative Feuchte über der Messstrecke und somit auch die Phasengrenztemperatur. Für  $z = 0$  mm ist die relative Feuchte der Luft  $\varphi \approx 0$  und damit die theoretische Kühlgrenztemperatur sehr niedrig.

Durch die Turbulenz der Luftströmung kann sich an der Phasengrenze kein stabiler Zustand einstellen. Der Effekt, dass die Phasengrenztemperatur schon beim reinen Fallfilm unterhalb der entsprechenden Sättigungstemperatur bei Absolutdruck  $p_{abs} = 1$  bar liegt, wird durch den kontinuierlichen Austausch der Luft an der Phasengrenze verstärkt.

Weiterhin besteht das Problem, dass Tropfenabrisse vom Flüssigkeitsfilm bei großen Luftmassenströmen die Messergebnisse verfälschen. Für turbulente heiße Luftmassenströme sind die abgerissenen Tropfen schon nach kurzer Verweilzeit in der Luftströmung verdunstet. Eine Messung des abreißenden Tropfengesamtvolumens entlang der Messstrecke ist nicht möglich.

Im Bereich der Tropfenabscheider sollten die bis dahin nicht verdunsteten Tropfen von dem Luft-Dampfgemisch getrennt werden. Bei geringen Temperaturdifferenzen zwischen Flüssigkeitstropfen und Gasströmung kann ein Teil an nicht verdunsteten Tropfen mit der Luft durch das Rohrleitungssystem und die Laborwand an die Außenumgebung abgeführt werden. Welcher Anteil für den Wärmetransport an der gesamten Verdunstung dabei unberücksichtigt bleibt, konnte im Rahmen der Arbeit nicht geklärt werden.

Weiterhin sinkt die Temperatur der Luftströmung entlang der Messstrecke ab. So wird ein Wärmestrom an den Flüssigkeitsfilm, an die Glaszylinder und die Messblöcke abgegeben. Aufgrund der reinen Abkühlung der trockenen Luft um ungefähr  $\Delta T_{G, \text{ein}, \text{aus}} = 10$  K wird ein Wärmestrom von  $\dot{Q} \leq 0,5$  kW an die Umgebung (Versuchslabor) abgeführt beziehungsweise zur Film- und Tropfenverdunstung genutzt. Messungen der Oberflächentemperaturen der Glaszylinder und der Edelstahlblöcke sowie daraus folgende überschlägige Berechnungen der freien Konvektion an Zylindern ergaben einen Wärmeverluststrom an die Umgebung in der gleichen Größenordnung.

### 6.4.3 Messung und Berechnung der Wandtemperatur

Um einen globalen Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_L$  bei der Filmverdampfung zu bestimmen, wird neben der Phasengrenztemperatur  $T_{\Pi}$  auch die Wandtemperatur  $T_{Wand}$  sowie die Wärmestromdichte  $\dot{q}$  benötigt. Um die Wandtemperatur zu berechnen, wurden Näherungsgleichungen der Rohrrinnenströmung verwendet.

Der Wärmetransport im Rohr bei erzwungener Strömung wird durch folgende Kenngrößen bestimmt:

Nußelt-Zahl

$$Nu = \frac{\alpha_i d_i}{\lambda}, \quad (6.16)$$

Reynolds-Zahl

$$Re = \frac{w d_i}{\nu}, \quad (6.17)$$

Prandtl-Zahl

$$Pr = \frac{\nu}{a}, \quad (6.18)$$

mit der dynamischen Viskosität  $\nu = \frac{\eta}{\rho}$  und der Wärmeleitfähigkeit  $a = \frac{\lambda}{c_p \rho}$ .

Prandtl hat erste Untersuchungen des Wärmetransports in Rohrströmungen durchgeführt. Hausen [56] stellte die Ansätze für die bis dahin gültigen Berechnungen des Wärmetransports durch die Ähnlichkeitstheorie angepasster Potenzgesetze von Nußelt und die durch die Näherungstheorie begründeten Prandtl'schen Gleichungen in Frage.

Hausen ermittelte aus Messdaten eine neue Korrelation sowohl für die laminare als auch für die turbulente Rohrströmung. Für die turbulente Rohrströmung stellte er folgende Gleichung auf:

$$Nu = 0,116 \left( Re_L^{2/3} - 125 \right) Pr^{1/3} \left( 1 + \left( \frac{d}{L} \right)^{2/3} \right) \left\{ \frac{\eta_L}{\eta_{Wand}} \right\}^{0,14}. \quad (6.19)$$

Hausen fügte den Einfluss der Rohrlänge mittels des Terms  $\left( 1 + \left( \frac{d}{L} \right)^{2/3} \right)$  ein und berücksichtigte die Unterschiede der Viskosität  $\eta_L$  in der Mitte und  $\eta_{Wand}$  an der Wand der turbulenten Rohrströmung.

Anlässlich der Überarbeitung des VDI-Wärmeatlasses [116] stellte Gnielinski [54] eine von Hausen sowie Petukov und Kirillov [98] verwendete Gleichung in abgewandelter Form dar:

$$Nu = \frac{(\xi/8) Re_L Pr}{1 + 12,7\sqrt{\xi/8} (Pr^{2/3} - 1)} \left\{ 1 + \left( \frac{d}{L} \right)^{2/3} \right\} A. \quad (6.20)$$

Die temperaturabhängigen Stoffwerte wurden durch  $A = (Pr/Pr_{Wand})^{0,11}$  und der Druckverlustfaktor durch  $\xi = (1,8 \lg Re_L - 1,5)^{-2}$  für  $2300 \leq Re_L < 10^7$  beschrieben. Ab der 9. Auflage des VDI-Wärmeatlasses wurde wieder auf den Faktor A verzichtet, da dieser im Kontext zu den sonstigen Fehlern eine untergeordnete Rolle spielt.

Gnielinski verglich die Formel 6.20 mit der Näherungsformel für die voll ausgebildete turbulente Strömung in Rohren von Petukov und Kirillov und konnte im Vergleich zu den vorliegenden gemessenen Werten feststellen, dass zwischen beiden Formeln kein grundlegender Unterschied besteht. Die mittlere prozentuale Abweichung von der Formel von Petukhov lag im Reynolds-Zahlenbereich  $Re_L \geq 10^4$  bei  $-7,3\%$  und  $+7,8\%$  und für die Gleichung nach Gnielinski bei  $-4,4\%$  und  $+10,8\%$ .

Größere Abweichungen ergaben sich nur im laminar-turbulenten Übergangsbereich bei  $1 < Pr < 3,16$  und  $3,16 \cdot 10^4 < Re_L < 10^5$  mit einer prozentualen Abweichung von bis zu  $+17,5\%$  für die Gleichung nach Petukhov und  $+20,8\%$  nach 6.20.

Allgemein sei angemerkt, dass die verwendeten Messwerte anderer Autoren in einem weiten Bereich streuen.

Tam und Ghajar [112] verglichen die Formeln von Gnielinski [53] aus dem Jahr 1975 mit denen von Churchill [37] und Ghajar [52] für den Wärmetransport bei laminarer und voll ausgebildeter turbulenter Rohrströmung. Dabei wurde der laminar-turbulente Übergangsbereich bis hin zu  $Re < 12000$  bei unterschiedlichen Einstromkonfigurationen untersucht. Es wurde festgestellt, dass die nach Gleichung 6.20 berechneten Werte mit ihren Messungen in diesem Bereich von  $\pm 20\%$  liegen.

### Berechnung der Wandtemperatur

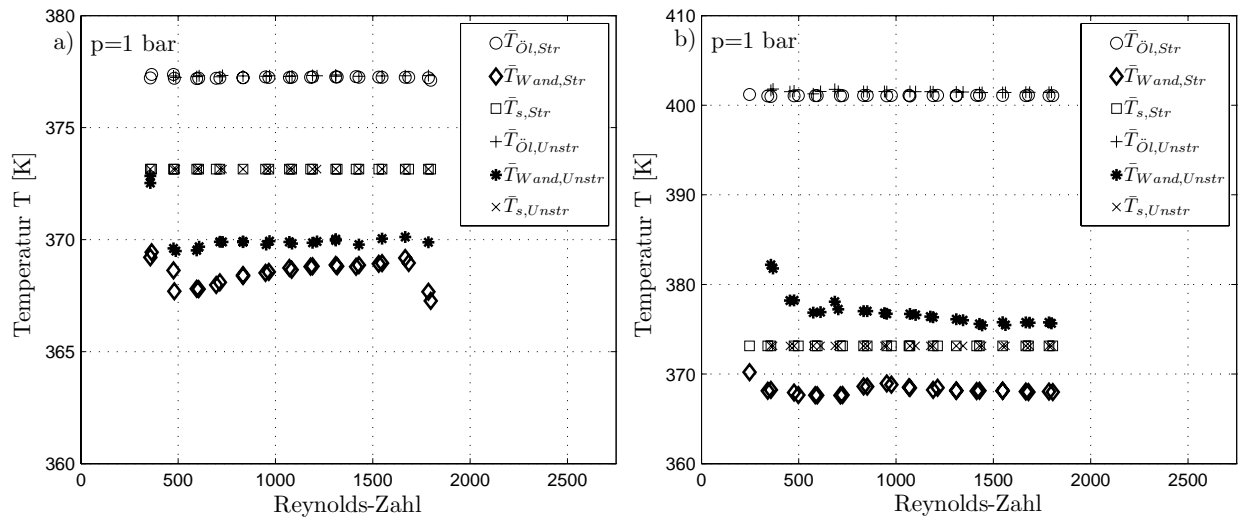
Für die Berechnung der Wandtemperatur wird die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz der Wärmeübertragung

$$\Delta T = \frac{T_{öl,aus} - T_{öl,ein}}{\ln \left( \frac{T_{Wand} - T_{öl,aus}}{T_{Wand} - T_{öl,ein}} \right)} \quad (6.21)$$

genutzt. Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_i$  wird aus der Formel 6.20 sowie der Nusselt-Zahl aus Formel 6.16 berechnet. Daraus ergibt sich für die Wärmestromdichte folgender Zusammenhang

$$\dot{q} = \alpha_i \Delta T \quad (6.22)$$

mit  $\Delta T$  aus Gleichung 6.21. Dabei werden die gemittelten Stoffdaten nach  $\bar{T}_{öl} = (T_{öl,ein} - T_{öl,aus})/2$  sowie die dynamische Viskosität der Strömung  $\eta_{Wand}$  für die Wandtemperatur  $T_{Wand,i}$  verwendet. Um die dynamische Viskosität an der Wand zu bestimmen, sind iterative Schritte zur Berechnung nötig.

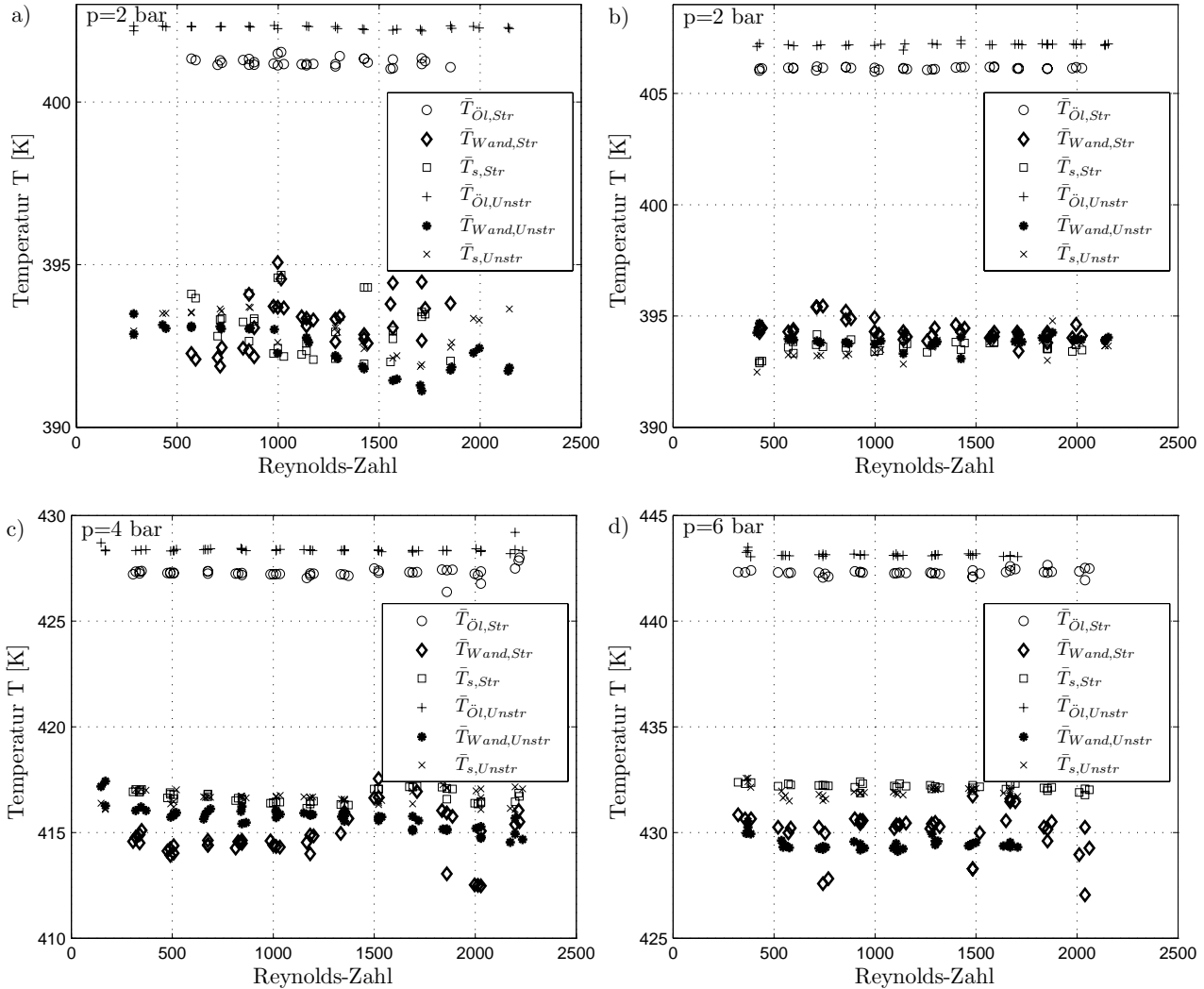


**Abb. 6.67:** Berechnete mittlere Wandtemperaturen, Öltemperaturen und Sättigungstemperaturen über Reynolds-Zahlen auf strukturierter und unstrukturierter Oberfläche für: a)  $T_{öl,ein} = 378$  K und b)  $T_{öl,ein} = 403$  K

In Abbildung 6.67 sind die berechneten Temperaturen der Wand, der Ölströmung und der Sättigungstemperatur für den Absolutdruck von  $p_{abs} = 1$  bar aufgetragen. Bei dieser Darstellung wird von einem Dampfpolster über dem flüssigen Film ausgegangen, sodass der Dampfdruck gleich dem Gesamtdruck und somit dem Sättigungsdruck ( $p_D = p_{ges} = p_s$ ) entspricht. Die Phasengrenztemperatur  $T_{II}$  ist in diesem Fall ungefähr gleich der Sättigungstemperatur für den gemessenen Druck.

In Abbildung 6.67 a) und b) werden die berechneten Wandtemperaturen für die strukturierte und die unstrukturierte Oberfläche dargestellt. Die Messungen Nr. 1 und 2 aus der Tabelle 6.6 werden in Abbildung a) sowie die Messungen Nr. 9 und 10 in Abbildung b) dargestellt. Die berechneten Wandtemperaturen nach Gleichung 6.20 lagen für geringe Wärmestromdichten – sowohl für die strukturierte als auch für die unstrukturierte Oberfläche – unterhalb der Sättigungstemperatur. Auch bei großen treibenden Temperaturdifferenzen liegt die berechnete Wandtemperatur zumindest der strukturierten Oberfläche unterhalb der Sättigungstemperatur. Berechnungen nach

Gleichung 6.19 ergaben im gesamten Bereich Wandtemperaturen, die zwischen 1-2 K unterhalb der hier präsentierten lagen.



**Abb. 6.68:** Berechnete mittlere Wandtemperaturen, Öltemperaturen und Sättigungstemperaturen über Reynolds-Zahlen auf strukturierter und unstrukturierter Oberfläche für verschiedene Absolutdrücke

In Abbildung 6.68 sind die berechneten Temperaturen der Wand, der Ölströmung und der Sättigungstemperatur für den Absolutdruck von  $p_{abs} = 2, 4$  und  $6$  bar aufgetragen. In Abbildung a) werden die Messreihen 11 und 12, in Abbildung b) die Messreihen 13 und 14, in Abbildung c) die Messreihen 15 und 16 sowie in Abbildung d) die Messreihen 17 und 18 dargestellt. Bei diesen Versuchen verdampfte der Flüssigkeitsfilm. An den Glaszylindern und in den anschließenden Rohrleitungen und Wärmetauschern kondensierte der größte Teil des verdampften Flüssigkeitsfilms und wurde durch Kondensatableiter zurück zum Vorratsbehälter gefördert. Durch einen Druckminderer wurde ein konstanter

Anlagendruck eingestellt. Bei steigendem Anlagendruck wurde über ein Ventil Dampf aus der Messstrecke in die Laborumgebung abgeführt.

Im Gegensatz zu den Verdunstungsversuchen kann bei diesen Versuchen von einer Phasengrenztemperatur entlang der Versuchsstrecke ausgegangen werden, die nur geringfügig von der Sättigungstemperatur abweicht. Für Abbildung 6.68 a) und b) hat die berechnete Wandtemperatur ungefähr den Wert der gemessenen Sättigungstemperatur. Mit steigendem Druck in der Messstrecke liegt die berechnete Wandtemperatur unterhalb der Sättigungstemperatur und somit auch der Phasengrenztemperatur, was physikalisch nicht sinnvoll ist.

Berechnungen nach Gleichung 6.19 ergaben im gesamten Bereich Wandtemperaturen, die zwischen 1-2 K unterhalb der hier präsentierten lagen.

Somit sollten folgende Fragen geklärt werden:

- Wie groß ist die Differenz der Phasengrenztemperatur bei der Verdunstung im offenen Anlagenzustand zur Sättigungstemperatur von Wasser für  $p_{abs} = 1$  bar?
- Wie weit weicht die Phasengrenztemperatur von der Sättigungstemperatur bei der Verdampfung ab?
- Ist die vereinfachende Annahme einer konstanten Wärmestromdichte oder konstanten Wandtemperatur entlang der Versuchsstrecke unzulässig und somit die Gleichung 6.20 von Gnielinski für diesen Fall nicht anwendbar?

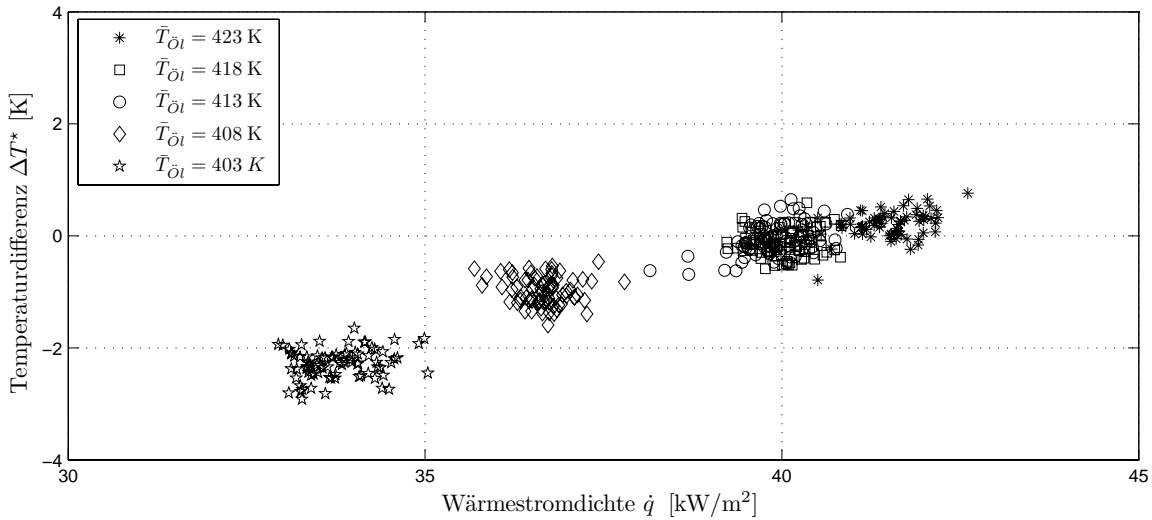
Neben der Problematik einer ungenau bestimmten Wandtemperatur stellt die Bestimmung der Phasengrenztemperatur ein weiteres Problem dar. Eine messtechnische Bestimmung der Phasengrenztemperatur  $T_{II}$  eines welligen verdunstenden Flüssigkeitsfilms ist mit den vorhandenen Mitteln nicht möglich. Jedoch lassen sich ohne eine exakte Phasengrenztemperatur die Wärmeübertragungskoeffizienten  $\alpha_{Wand,II}$  und somit auch die Nußelt-Zahlen für diese Messungen nicht berechnen.

### Messung der Wandtemperatur mit der IR-Kamera

Wie schon in Kapitel 4.2 beschrieben, wurden Messungen der Wandtemperaturen durch eine IR-Kamera durchgeführt. Die Messungen erfolgten, um die verwendete Korrelation 6.20 und 6.19 zur Bestimmung der Wandtemperatur auf die Genauigkeit und die Gültigkeit bei der eingesetzten Applikation abschätzen zu können.

Für die turbulente Rohrströmung kann diese Korrelation unter der Voraussetzung einer konstanten Wandtemperatur oder einer konstanten Wärmestromdichte genutzt werden.

Da die Berechnungen der Wandtemperatur  $T_{Wand}$  anhand dieser Formeln große Abweichungen zur Sättigungstemperatur ergaben, wird dieser Ansatz überprüft.



**Abb. 6.69:** Temperaturdifferenz  $\Delta T^*$  über Wärmestromdichte

Als Kühlmedium wurde Verdichterluft verwendet, die mit Temperaturen von  $T_G \approx 290$  K in die Messstrecke eintrat und sich am Austritt bis zu  $\Delta T_G = 20$  K erwärmt hat. Die gemessenen Temperaturdifferenzen  $\Delta T^* = T_{Messung} - T_{Korrelation}$  sind in Abbildung 6.69 über der berechneten Wärmestromdichte aufgetragen. Die Wärmestromdichte wird nach Gleichung 6.12 und 6.13 berechnet.

Die mittlere Öltemperatur wurde zwischen  $\bar{T}_{\bar{O}l} = 403$  K und  $\bar{T}_{\bar{O}l} = 423$  K in  $\Delta T_{\bar{O}l} = 5$  K variiert. Die Temperaturdifferenz zwischen der mittleren Öltemperatur und der berechneten Wandtemperatur variierte dabei für alle Messungen zwischen  $\Delta T_{\bar{O}l, Wand} = 10,2 - 11,3$  K.

Bei Wärmestromdichten unter  $\dot{q}_{\bar{O}l} = 35 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$  wichen die Messungen um bis zu 3 K von der berechneten Wandtemperatur ab. Insbesondere für Luftmassenströme von  $\dot{M}_G = 0,14 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  waren die berechneten Wandtemperaturen zu gering. Mit steigender Wärmestromdichte – und somit entweder steigendem Luftmassenstrom oder steigender Temperaturdifferenz zwischen Luft und Ölströmung – war eine sehr hohe Übereinstimmung der Korrelation mit der Messung der Wandtemperatur durch die IR-Kamera zu verzeichnen. Aufgrund der begrenzten Verdichterleistung und der vorhandenen Messtechnik konnte der Luftmassenstrom nur bis zu  $\dot{M}_G = 0,2 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  erhöht werden. Somit konnten keine wesentlich größeren Wärmestromdichten erreicht werden.

Die Messungen der Oberflächentemperatur mit der IR-Kamera ergaben eine sehr hohe messtechnische Übereinstimmung der verwendeten Korrelation nach Gnielinski 6.20.

Somit können systematische Fehler, die aufgrund der eingesetzten Messtechnik und der anschließenden Auswertungen auftreten können, ausgeschlossen werden.

### Fazit Messungen und Berechnung der Wandtemperatur

Die Messungen und Berechnungen der Wandtemperaturen haben im Rahmen dieser Arbeit keine aussagekräftigen Ergebnisse geliefert. Es konnten, abgesehen von der schon beschriebenen Problematik der Bestimmung der Phasengrenztemperatur  $T_{\Pi}$  bei der Filmverdunstung, keine Wandtemperaturen in der erforderlichen Genauigkeit gemessen und berechnet werden. Trotz des angegebenen Fehlerbereichs von ungefähr  $\Delta T = \pm 1,4$  K bei der Berechnung der Wandtemperaturen nach den Gleichungen von Gnielinski wurden Abweichungen abgeschätzt, die oberhalb  $\Delta T > 5$  K zur realen Wandtemperatur liegen müssen.

Folgende Gründe für die fehlerhaften Berechnungen werden aufgeführt:

- Durch Wellenbildung kann von einer instationären lokalen Wandtemperatur ausgegangen werden.
- Die Wandtemperatur entlang der Messstrecke ändert sich aufgrund der sich in Strömungsrichtung  $z$  ändernden Strömungsformen des Flüssigkeitsfilms.
- Die zeitlich gemittelte Wärmestromdichte entlang der Messstrecke ist nicht konstant.

Damit kann die Aussage von Dietz et al. [39] bestätigt werden, die davon ausgehen, dass durch den welligen Film instationäre lokale Wärmestromdichten und Wandtemperaturen die lokale Messung der Wandtemperatur und die Lösung eines inversen Problems erfordern. Allgemein kann festgestellt werden, dass die Voraussetzungen zur Nutzung der Gleichung 6.20 von Gnielinski nicht erfüllt sind. Dies wird anhand der Messungen der Wandtemperatur durch eine IR-Kamera bestätigt, die im Rahmen der Messgenauigkeit der IR-Technik hervorragende Ergebnisse geliefert hat.

Somit ist es wichtig, die Wandtemperatur durch schnelle (möglichst berührungslose) Messtechnik zu detektieren. Aus technischen Gründen wurde das Messen der Wandtemperatur durch Thermoelemente nicht durchgeführt. Aufgrund der geringen Wanddicke und der Strukturierung der Rohroberfläche durch ein spanendes Verfahren konnte keine Thermoelemente (im finanziell vertretbaren Rahmen) in der Wand eingebaut werden, wie Leuthner [80] es vorgenommen hatte.

Weiterhin stören Thermoelemente, die vom Rohrinernen die Wandtemperatur messen sollten die Ölströmung und verfälschen somit die Ergebnisse der Wandtemperaturmessung.



Thermoelemente, die an der Außenseite des Rohrs befestigt werden, stören den Flüssigkeitsfilm. Das wurde deutlich durch Messungen mit der Impedanz-Methode, in denen sich an der Sonde, die einen geringeren Durchmesser als Thermoelemente haben, eine Kapillarwirkung auf den Film ergab. Weiterhin müssten stabile Thermoelemente gefertigt werden, da die Wärmeleitung in den Thermoelementen eine minimale Eintauchtiefe von mindestens dem Achtfachen des Außendurchmessers für akkurate Messungen erfordert. Dies würde bei einer geschätzten Basisfilmdicken von  $h_{min} < 100 \mu\text{m}$  für Temperaturmessungen mit Thermoelemente einen Manteldurchmesser von ungefähr  $10 \mu\text{m}$  bedeuten.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

In vielen technischen Anwendungen werden Flüssigkeitsfilme verdampft oder verdunstet. Fallfilmverdampfer sind in der Verfahrenstechnik weit verbreitet. Trotz der vielen Anwendungen ist noch wenig über den Transportmechanismus von welligen Flüssigkeitsfilmen bekannt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Versuchsstand zur Untersuchung der Hydrodynamik und der Verdampfungsvorgänge an welligen Fallfilmen und gasseitig schubspannungsgetriebenen Filmen aufgebaut. Verschiedene Filmdickenmesstechniken wurden eingesetzt und miteinander verglichen. Dabei wurden die Vor- und Nachteile der jeweiligen Messtechniken herausgestellt.

Ein Vergleich der verschiedenen Film- und Wellenparameter wurde auf einer unstrukturierten und einer strukturierten Oberfläche mit dreieckigen Längsrillen durchgeführt. Die Wahl der Strukturen beruht auf theoretischen Überlegungen, die eine Stabilisierung der Strömung und eine Verbesserung des Wärmetransports erwarten ließen.

Es wurden verschiedene Auswerterroutinen zur Bestimmung von Wellengeschwindigkeiten sowie von Wellenfrequenzen erarbeitet.

Die Wellenfrequenzen wurden einerseits anhand einer Auswertung durch eine Frequenzanalyse (PSD) ermittelt, andererseits wurden die Wellen einzeln detektiert und die Wellenfrequenz direkt berechnet. Dabei wurden die Unterschiede der einzelnen Bestimmungsmethoden herausgestellt. Anhand dieser Auswertungen konnten Reynolds-Zahlenbereiche ermittelt werden, in denen die Wellen eine zweidimensionale Form besaßen, sowie Bereiche, in denen die Filmstruktur dreidimensional war.

Sowohl für die reine hydrodynamische Untersuchung als auch für den verdunstenden Flüssigkeitsfilm wurden folgende charakteristische Filmparameter mittels einer entwickelten Bildverarbeitung und folgende Auswertesubroutinen berechnet: mittlere Filmdicke, maximale Filmdicke, mittlere Wellenamplitude, mittlere Wellengeschwindigkeiten, gewichtete mittlere Wellengeschwindigkeiten, mittlere Länge der Welle, mittlere Länge der Periode, Wellenfrequenz und Oberflächenverhältnis.

## Hydrodynamik

Es wurden drei verschiedene Messmethoden zur Bestimmung der Filmdicke erprobt. Nach kurzen Voruntersuchungen wurde die Impedanz-Messmethode verworfen und die Filmdicken und Filmstrukturen anhand von Aufnahmen mit einer HS-Kamera und einem CHR-Messsystem durchgeführt. Zeit- und ortssynchrone Messungen durch beide Messmethoden ergaben in weiten Reynolds-Zahlenbereichen eine optimale Übereinstimmung.

Ebenso wurden gemessene Filmdicken und Wellengeschwindigkeiten mit Ergebnissen anderer Autoren verglichen und Korrelationen für die unstrukturierten und strukturierten Oberflächen erarbeitet. Auch hier ergab sich für die Messungen auf der unstrukturierten Oberfläche eine hohe Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren.

Die hydrodynamischen Untersuchungen bei Raumtemperatur an einem Fallfilm auf der strukturierten und der unstrukturierten Oberfläche brachten folgende Erkenntnisse:

Bei dem Filmlegerprinzip war der Flüssigkeitsfilm auf der Rohroberfläche von Beginn an laminar, jedoch war die Filmverteilung um den Rohrumfang nicht uniform. Eine homogenere Verteilung des Flüssigkeitsfilms wurde durch eine Filmeinspritzung erreicht. Hier war der Film auch bei geringen Durchflüssen uniform verteilt, es konnten Reynolds-Zahlen von  $Re_L = 3$  für Wasser auf unstrukturierter Oberfläche erreicht werden, ohne dass der Film aufriss. Der Flüssigkeitsfilm war jedoch von Beginn an im weiten Reynolds-Zahlenbereich wellig.

Auf der strukturierten Oberfläche bildete sich im Vergleich zur unstrukturierten Oberfläche in einem weiten Reynolds-Zahlenbereich die typische Wellen-Basisfilmcharakteristik aus. Im turbulenten Bereich wurde kein grundlegender Unterschied der Filmstrukturen mehr erkannt. Im Vergleich zur unstrukturierten Oberfläche strömt der Flüssigkeitsfilm auf der strukturierten Oberfläche mit höheren Wellen und einem glatteren Basisfilm. Dabei ist die Länge einer Welle und die Wellenperiode gerade für niedrigen Reynolds-Zahlen auf strukturierter Oberfläche größer. Die Anzahl der Wellen auf der unstrukturierten Oberfläche ist geringfügig größer. Die Strukturen dämpfen in einem engen Reynolds-Zahlenbereich die Wellenentstehung.

## Filmverdunstung und -verdampfung

Anlass der Untersuchung war die Fragestellung, ob der Wärmeübergang von verdunstenden und verdampfenden Flüssigkeitsfilmen gezielt durch strukturierte Oberflächen verbessert werden kann.

Messungen des Wärmeübergangs fanden an geheizten Wänden mit und ohne Gasströmung bei verschiedenen Temperaturen statt. Dabei verdunstete oder verdampfte der

Flüssigkeitsfilm teilweise. Beim verdunstenden Film wurden Messungen der Filmstrukturen durchgeführt. Es zeigten sich die positiven Einflüsse, die bei der verwendeten Struktur insbesondere im Bereich niedriger Gasströmungsgeschwindigkeiten zum Tragen kamen. Es konnte im Vergleich zur unstrukturierten Oberfläche eine weitergehende Ausdehnung des Basisfilms beobachtet werden. Daraus resultierte für die strukturierte Oberfläche eine bis zu 40 % erhöhte Wärmestromdichte.

Der Wärmetransport und somit die Verdampfung und Verdunstung an solch einem welligen Film wird durch folgende Eigenschaften begünstigt: die Vergrößerung der freien Oberfläche gegenüber einem glatten Film, die Turbulenz im Film sowie den im Allgemeinen dünneren Basisfilm zwischen den Wellen, auch Residualfilm genannt. Bei hohen Gasströmungsgeschwindigkeiten war der Wärmetransport bei unstrukturierten Oberflächen größer als bei strukturierten. Dies wird auf die größere freie Oberfläche und größere Turbulenz im Film zurückgeführt.

### **Ausblick**

Im Rahmen der Untersuchungen konnten nur qualitative Ergebnisse zum Wärmetransport ermittelt werden. Dabei sind die gekoppelte örtliche Messung der Filmstruktur und die Messung des örtlichen Wärmetransports für das Verständnis des Transportvorgangs im Flüssigkeitsfilm unerlässlich.

Sowohl bei der Verdampfung als auch bei der Verdunstung des Flüssigkeitsfilms ist eine exakte Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen der Wandoberfläche und der Phasengrenze Gas-Flüssigkeit mit der verwendeten Messtechnik und dem Messaufbau nicht möglich.

Das liegt einerseits an der Ungenauigkeit der verwendeten Korrelationen zur Bestimmung der Wandinnentemperatur, andererseits an der – mit den zur Verfügung stehenden Mitteln – nicht messbaren Phasengrenztemperatur Flüssigkeit-Gas. Somit konnte die treibende Temperaturdifferenz eines stark welligen, durch heiße Luft überströmten Flüssigkeitsfilms nicht ermittelt werden.

Um die Wandtemperatur exakt an verschiedenen Lauflängen entlang der Versuchsanlage zu bestimmen, sollte eine elektrische Heizpatrone im Zentrum des Rohrs zur Erzeugung konstanter hoher Wärmestromdichten eingesetzt werden. Die Messungen der Temperaturen unterhalb der Mantelfläche sollten durch mehrere wahlweise verschiebbare Widerstandsthermometer (zum Beispiel PT-100) erfolgen. Somit können lokale Wandtemperaturen ermittelt werden.

Zur Bestimmung der Verdampfungsrate entlang der Messstrecke muss der Dampfgehalt in der Gasströmung ermittelt werden. Durch Feuchtesensoren am Eintritt und Austritt der Messstrecke kann für Wasser der Feuchtegehalt mit hoher Genauigkeit gemessen werden.

Zur Bestimmung der Phasengrenztemperaturen könnte eine Hochgeschwindigkeits-IR-Kamera zum Einsatz kommen. Diese Messungen wurden für einen turbulenten verdampfenden Flüssigkeitsfilm bisher noch nicht durchgeführt.

Weiterhin ist zu prüfen, ob eine Messtechnik zur Bestimmung von Wandtemperaturen, die auf dem Prinzip der thermographischen Phosphoren beruht, eingesetzt werden kann.

Für den verdunstenden Film war die Messung der mittleren Filmdicke fehlerbehaftet. Mit zeit- und ortssynchronen Messungen der Filmdicke durch ein lichtintensiveres CHR-Messsystem und durch die SG-Methode können mittlere Filmdicken bei der Filmverdunstung und -verdampfung exakt bestimmt werden. Dazu wird das CHR-Messsystem, das bei einem welligen luftüberströmten Film nur bedingt einsetzbar ist, nur zur Bestimmung der absoluten Lage der sich bewegenden Rohroberkante verwendet werden.

Mit einem PIV-Messverfahren und dem CHR-Messsystem können zeit- und ortssynchrone Messungen der Strömungsgeschwindigkeiten und der Filmdicke erfolgen.

Insgesamt machen die Ergebnisse die Notwendigkeit deutlich, das reale Verhalten von Zweiphasenströmungen weiterhin zu untersuchen und bei der Auslegung, Berechnung und der Optimierung von technischen Strömungsproblemen zu berücksichtigen, wobei verlässliche physikalische Modelle und effektive Berechnungsmodelle erforderlich sind.

# A Anhang

## Stoffwerte

Im Folgenden werden die verwendeten Gleichungen zur Bestimmung der Stoffwerte von dem verwendeten Thermalöl aufgeführt. Zur Berechnung der Wärmestromdichte wurden Korrelationen verwendet, die aus Messergebnissen (Datenblatt Firma Lauda) der verschiedenen Stoffgrößen erarbeitet wurden. Die Stoffgrößen Viskosität  $\nu$ , die Dichte  $\rho$ , die spezifische Wärmekapazität  $c_p$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  werden als Funktion der mittleren Öltemperatur  $t_{\text{Öl}}$  (hier in °C eingefügt) berechnet (Gültigkeitsbereich der Näherungsformeln von  $373 \text{ K} < T_{\text{Öl}} < 450 \text{ K}$ ).

$$\nu = 7,122 \cdot e^{-0,011 t_{\text{Öl}}} \quad \left( \frac{\text{mm}^2}{\text{s}} \right) \quad (\text{A.1})$$

$$\rho = -0,7161 \cdot t_{\text{Öl}} + 1058,6 \quad \left( \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right) \quad (\text{A.2})$$

$$c_p = 0,0037 \cdot t_{\text{Öl}} + 1,4745 \quad \left( \frac{\text{kJ}}{\text{kgK}} \right) \quad (\text{A.3})$$

$$\lambda = -0,0001 \cdot t_{\text{Öl}} + 0,1333 \quad \left( \frac{\text{W}}{\text{mK}} \right) \quad (\text{A.4})$$

## Fehlerberechnung

Die Unsicherheit einer Funktion  $q = f(x, \dots, z)$  mit mehreren Variablen wird nach Taylor [113] wie folgt berechnet

$$\delta q = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial x} \delta x\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial q}{\partial z} \delta z\right)^2}. \quad (\text{A.5})$$

Dabei sind die Größen  $x, \dots, z$  mit den jeweiligen Unsicherheiten  $\delta x, \dots, \delta z$  gemessen worden. Wenn die Unsicherheiten unabhängig sind, kann die Unsicherheit der gesamten Funktion von  $q$  bestimmt werden.

Werden alle Differentiale  $\delta x \dots \delta z$  durch Differenzen ersetzt, ergibt sich folgende Gleichung

$$\Delta q = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial x} \Delta x\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial q}{\partial z} \Delta z\right)^2} \quad (\text{A.6})$$

mit  $\Delta q$  als größter Messfehler.

## Messfehler bei der Bestimmung der Wärmestromdichte

Der Messfehler bei der Bestimmung der Wärmestromdichte  $\dot{q}$  wird wie folgt berechnet

$$\dot{Q} = c_p \dot{V} \rho (T_{\ddot{O}l,ein} - T_{\ddot{O}l,aus}) \quad (\text{A.7})$$

mit  $\dot{q} = \frac{\dot{Q}}{A}$ .

Die Messfehler werden nach Gleichung A.5 wie folgt berechnet

$$\frac{\partial \dot{q}}{\partial \dot{V}} = c_p \rho (T_{\ddot{O}l,ein} - T_{\ddot{O}l,aus})$$

$$\frac{\partial \dot{q}}{\partial c_p} = \dot{V} \rho (T_{\ddot{O}l,ein} - T_{\ddot{O}l,aus})$$

$$\frac{\partial \dot{q}}{\partial \rho} = -\dot{V} c_p (T_{\ddot{O}l,ein} - T_{\ddot{O}l,aus})$$

$$\frac{\partial \dot{q}}{\partial T_{\ddot{O}l,ein}} = \dot{V} \rho c_p$$

$$\frac{\partial \dot{q}}{\partial T_{\ddot{O}l,aus}} = -\dot{V} \rho c_p.$$

Die einzelnen Fehler der Messungen werden folgendermaßen abgeschätzt

$\Delta T_{\ddot{O}l, \text{ein}, \text{aus}}$  : Die Messgenauigkeit der Thermoelemente und der Messeinrichtung wurde mit  $\Delta T_{TE} = 0,04 \text{ K}$  anhand der Kalibrierungen ermittelt. Der Fehler der Messungen zur Absoluttemperatur wird größer sein. Der Messfehler des kalibrierten PT-100 einfließt nicht in die Berechnung des Messfehlers mit ein. Für die Bestimmung des Messfehlers der Wärmestromdichte spielt dieser Fehler allerdings nur eine untergeordnete Rolle, da die Differenz zwischen den beiden eingesetzten Thermoelementen am Einlass und Auslass der Messstrecke die entscheidende Fehlergröße darstellt.

$\Delta \rho$  und  $\Delta c_p$  : Der Fehler aufgrund der Bestimmung der Dichte  $\rho$  wird nach Gleichung A.2, die spezifische Wärmekapazität  $c_p$  wird nach Gleichung A.3 berechnet. Für die Bestimmung der Messgenauigkeit wird der Fehler der Temperaturmessung zur Absoluttemperatur berücksichtigt. Die Messgenauigkeit der Thermoelemente und der Messeinrichtung zur Absoluttemperatur wurde mit  $\Delta T_{TE} = 0,2 \text{ K}$  abgeschätzt.

$\Delta \dot{V}_{\ddot{O}l}$  : Die Messgenauigkeit des Durchflussmessers wurde nach Herstellerangaben mit  $\delta = 1 \%$  vom Messwert angegeben.

Der gesamte Messfehler  $\Delta \dot{q}$  wird wie folgt berechnet

$$\Delta \dot{q} = \sqrt{\left(\frac{\partial \dot{q}}{\partial \dot{V}} \Delta \dot{V}\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{q}}{\partial \rho} \Delta \rho\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial \dot{q}}{\partial T_{\ddot{O}l, \text{aus}}} \Delta T_{\ddot{O}l, \text{aus}}\right)^2}. \quad (\text{A.8})$$

Der prozentuale Fehler der in den folgenden Tabellen dargestellt wird, ergibt sich nach

$$\Delta \dot{q}_m = \frac{\Delta \dot{q}}{\dot{q}} 100. \quad (\text{A.9})$$



**Tabelle A.1:** Messgenauigkeit der Versuche am unstrukturierten und am strukturierten Rohr bei der Verdunstung bei  $p_{abs} = 1 \text{ bar}$

Nr.	Abb.	Messung	Druck [bar]	$\bar{T}_{öl, ein}$ [K]	$\Delta \bar{T}$ [K]	$\Delta \dot{q}_m$ %
1.	6.57	Str	1	377,4	4,1	11,3
3.	6.57	Str	1	382,3	8,7	6,5
5.	6.57	Str	1	387,4	13,6	5
7.	6.57	Str	1	392,4	18,3	3,8
9.	6.57	Str	1	402,5	27,9	2,6
2.	6.57	Unstr	1	377,7	4,6	13,8
4.	6.57	Unstr	1	382,4	8,9	8,2
6.	6.57	Unstr	1	387,4	13,8	6,2
8.	6.57	Unstr	1	392,5	18,7	4,8
10.	6.57	Unstr	1	402,5	28,3	3,5

**Tabelle A.2:** Messgenauigkeit der Versuche am unstrukturierten und am strukturierten Rohr bei der Verdunstung bei verschiedenen Drücken

Nr.	Abb.	Messung	Druck [bar]	$\bar{T}_{öl, ein}$ [K]	$\Delta \bar{T}$ [K]	$\Delta \dot{q}_m$ %
11.	6.60 a)	Str	1,98	401,5	8,1	10,3
12.	6.60 a)	Unstr	1,98	401,5	9,1	10,3
13.	6.60 b)	Str	2,02	406,6	12,5	6,9
14.	6.60 b)	Unstr	2,02	407,7	13,5	6,1
15.	6.60 c)	Str	3,99	427,8	10,6	6,0
16.	6.60 c)	Unstr	3,94	428,6	11,8	5,8
17.	6.60 d)	Str	6,03	442,9	10,2	5,7
18.	6.60 d)	Unstr	5,99	443,8	11,2	5,1

**Tabelle A.3:** Messgenauigkeit der Versuche am unstrukturierten und am strukturierten Rohr bei der Verdunstung bei verschiedenen Drücken

Nr.	Abb.	Messung	Druck [bar]	$Re_G$	$\bar{T}_{öl, ein}$ [K]	$\Delta \dot{q}_m$ %
19.	6.62	Str	2,03	19000	401	3,8
20.	6.62	Unstr	2,01	19000	402	2,9
21.	6.62	Str	2,00	27000	402	4,3
22.	6.62	Unstr	2,05	27000	403	3,9
23.	6.63 a)	Str	2,97	33000	408	2,9
24.	6.63 a)	Unstr	2,96	33000	409	3,3
25.	6.63 b)	Str	2,96	65000	402	2,7
26.	6.63 b)	Unstr	2,95	65000	400	2,8
27.	6.63 c)	Str	3,07	94000	397	2,7
28.	6.63 c)	Unstr	3,05	94000	396	2,8
29.	6.65	Str	3,97	74000	397	2,9
30.	6.65	Unstr	3,96	74000	396	3,1

### Abschätzung des Messfehlers der Filmdickenmessungen

In Kapitel 6.1.1 findet eine Betrachtung über die Güte und die Messgenauigkeit der CHR- und SG-Messmethode statt. Eine genaue Ermittlung des Messfehlers war nicht möglich.

Daher findet eine Abschätzung des Messfehlers der SG-Methode für die präsentierten Versuche statt. Im Reynolds-Zahlbereich  $Re_L = 100 - 500$  wird ein Messfehler mit 3 % des Messwerts für laminar-wellige und 5 % des Messwertes für turbulente Flüssigkeitsfilme bei dem gewählten Abbildungsmaßstab  $G$  abgeschätzt.

Abhängig von den Untersuchungen und Messreihen sind unterschiedliche Abbildungsmaßstäbe zwischen  $G \approx 50 \frac{\text{Pix}}{\text{mm}} - 100 \frac{\text{Pix}}{\text{mm}}$  verwendet wurden.

Der Messfehler der CHR-Messmethode ist nach Herstellerangaben  $\Delta h_{CHR} \approx \pm 1 \mu\text{m}$ . Wie die Messungen in Kapitel 6.1 gezeigt haben, tritt ein systematischer Messfehler bei Messungen eines welligen Films auf. Somit kann hier keine direkte Aussage über den Messfehler bei Messungen der mittleren Filmdicke eines welligen Films erfolgen.

### Abschätzung des Messfehlers der Wellengeschwindigkeiten

Der Messfehler für die Messung der Wellengeschwindigkeit  $w_W$  wird für die Gleichung  $w_W = \frac{z}{\tau^*}$  berechnet und setzt sich wie folgt zusammen

$$\Delta w = \sqrt{\left(\frac{\partial w}{\partial z} \Delta z\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial \tau^*} \Delta \tau^*\right)^2} \quad (\text{A.10})$$

$$\Delta w = \sqrt{\left(\frac{1}{\tau^*} \Delta z\right)^2 + \left(\frac{z}{(\tau^*)^2} \Delta \tau^*\right)^2}. \quad (\text{A.11})$$

Die einzelnen Fehler der Messungen werden folgendermaßen abgeschätzt mit

$\Delta \tau^*$ : Die Abtastrate der meisten Messungen betragen  $f = 1000 \text{ Hz}$ . Jedoch wurde aufgrund der Subpixel-Interpolation der Bilddaten eine rechnerisch höhere Auflösung des Zeitabstands der beiden Wellenfronten  $h_1$  und  $h_i$  ermittelt. Somit wird  $\Delta \tau^* \approx 0,0001 \text{ s}$  abgeschätzt.

$\Delta z$ : Der maximale geschätzte Messfehler des Wegabstands  $\Delta z$  ergibt sich Aufgrund des Auslesens vom Glasmaßstabs und der Kantendetektion der Wellenfronten zu 2 Pixeln. Mit dem Abbildungsmaßstab von  $G = 50 \frac{\text{Pix}}{\text{mm}}$  wird  $\Delta z \approx 0,04 \text{ mm}$  abgeschätzt.

Mit dem Abbildungsmaßstab von  $G = 50 \frac{\text{Pix}}{\text{mm}}$  und  $i = 255$  Zeilen, folgt ein örtlicher Abstand zwischen den beiden auszuwertenden Wellenfronten von  $z = 0,0051 \text{ m}$ . Die durchschnittliche Zeit in der die Wellen die Strecke  $z$  überstreicht, liegt zwischen  $\tau^* = 0,0025 - 0,01 \text{ s}$ .

Somit ergibt sich der Messfehler von  $\Delta w = 0,006 - 0,08 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ , der bei der mittleren Geschwindigkeit der Wellen zwischen  $\bar{w}_W = 0,5 - 2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  einen Messfehler von 1-5 % vom Messwert bedeutet.

Fast alle weiteren präsentierten Film- und Wellenparameter basieren auf den Messergebnissen der Filmdickemessungen bzw. der Geschwindigkeitsmessung und werden hier nicht mehr explizit aufgeführt.

## Korrelationen

**Tabelle A.4:** Übersicht Korrelationen der mittleren Filmdicke

Autor	Potenzgesetz	A	B	C	Re
Korrelation Unstr	Gleichung 6.5	0,9406	0,41042		$Re = \frac{\Gamma}{\mu}$
Korrelation Unstr	Gleichung 6.6	0,3833	0,54113	1,414	$Re = \frac{\Gamma}{\mu}$
Korrelation Str	Gleichung 6.6	0,509	0,279	0,576	$Re = \frac{\Gamma}{\mu}$
Al-Sibai [5]	Gleichung 6.6	0,615	0,47	1	$Re = \frac{\Gamma}{\mu}$
Asali [18]	Gleichung 6.5	0,34	0,6		$Re = \frac{4\Gamma}{\mu}$
Koskie [75]	Gleichung 6.5	0,0512	0,875		$Re = \frac{4\Gamma}{\mu}$
Takamasa und Kato aus [111]	Gleichung 6.5	0,089	0,789		$Re = \frac{4\Gamma}{\mu}$
Brauer [27]	Gleichung 6.5	0,302	0,5333		$Re = \frac{\Gamma}{\mu}$
Brauner [28]	Gleichung 6.5	0,104	0,789		$Re = \frac{4\Gamma}{\mu}$
Kapitza [69]	Gleichung 6.5	1,343	0,333		$Re = \frac{4\Gamma}{\mu}$
Karapantsios und Karabelas [70]	Gleichung 6.5	0,451	0,538		$Re = \frac{4\Gamma}{\mu}$

**Tabelle A.5:** Übersicht Korrelationen der mittleren Geschwindigkeiten

Autor	Potenzgesetz	A	B	C	Re
Korrelation $w_W^*$	Gleichung 6.7	4,857	-0,368	0,505	$Re = \frac{\Gamma}{\mu}$
Korrelation $w_O^*$	Gleichung 6.7	6,04	-0,371	0,082	$Re = \frac{\Gamma}{\mu}$
Al-Sibai [5]	Gleichung 6.7	5,31	-0,331		$Re = \frac{\Gamma}{\mu}$
Brauer [28]	Gleichung 6.7	3,315	-0.2		$Re = \frac{4\Gamma}{\mu}$

## Zusammenstellung Apparate und Messtechnikkomponenten

Nr.	Bauteilname	Funktion	Anwendungsbereich	Typ/ Hersteller	Bemerkung
1.	Luftverdichter	Druckluft für Luftkreislauf	$p_{max} = 13 \text{ bar}$ ; $\dot{V}_G = 164 \text{ l/s}$ ; $P_{el} = 5 \text{ kW}$	GA 75 / Atlas Copco	
2	Kältetrockner zur Lufttrockner	Luft entfeuchten	$T_G < 277 \text{ K}$ ; $p_{max} = 13 \text{ bar}$	HD 1110 / Hankison	
3	Luftdrucktank	Puffer für die Luftbereitstellung	$V = 5 \text{ m}^3$ ; $p_{G,max} = 16 \text{ bar}$ ; $T_{G,max} = 323 \text{ K}$	ZU 123-44 / Maschinen & Behälterbau	
4	Kugelhahn	Absperrventil	PN16		
5	Durchflussmesser	Thermisches Messverfahren	$\dot{M}_G = 0,01 - 0,2 \text{ kg/s}$	T-Mass SAT 70 F / Endress + Hauser	Messgenauigkeit $\pm 1\%$ v.M.
6	Druckminderer	Einstellung des Systemdrucks	$p_{G,abs} = 1 - 15 \text{ bar}$	637.87 / Riegel Druckluft Armaturen	2 örtliche Druckanzeigen
7	Rohrbündelwärmeübertrager	Vorheizen-Abkühlen des Luftkreislaufs	$\dot{Q}_{G,max} = 45 \text{ kW}$	4-60-3739-8 / APTE	Werkseitig geprüft auf PN 16
8	Elektrischer Lufterhitzer	Erhitzen der Druckluft	$T_{G,max} = 773 \text{ K}$ ; $P_{el} = 132 \text{ kW}$	Baureihe ED / Schön Elektrotechnik	Regelgenauigkeit $\Delta T = \pm 0,5 \text{ K}$
9	Sicherheitsventil	Absicherung des Druckluftkreislaufs	$p_{G,max} = 13 \text{ bar}$	Figur 35.901 / ARI Armaturen	
10	Thermoelemente	Temperaturmessung	Kalibriert $T_{TE} = 370 - 550 \text{ K}$	NiCr-Ni (Typ K) Thermocax	Messgenauigkeit $\Delta T_{abs} \leq 0,1 \text{ K}$
11	Druckmessungen	Messen des Systemdrucks	$0 < p_G < 16 \text{ bar}$	DMC 131-A11F1A2T / Endress + Hauser	Messgenauigkeit $\pm 0,5\%$ v.E.
12	Regelventil	Drosselkegel	DN50 PN25/40	GS-C25N / Barthel Armaturen	
13	Schalldämpfer	Reduktion von Geräuschbelastigung	Bei grossem Luftmassenstrom	Typ 540 010 / GKN Sintermittels Filters	Sinterbronze 2"
14	Kondensatableiter	Schwimmerprinzip	Luft-Flüssigkeits-trennung	UNA26 v A02 / Mühlenerberger	DN15; PN 16
15	Plattenwärmeübertrager	Herabkühlen der heißen Flüssigkeit	$\dot{Q}_{L,max} = 10 \text{ kW}$ / Brauchwasser	Edelstahl B5 10 / Swep	
16	Nadelventil	Variable Drossel		240.84 ES / Riegel Druckluft Armaturen	
17	Feinsiebfilter	Schutz für Durchflussmesser	Maschenweite 0,1 mm	Riegel Druckluft Armaturen	Feinere Edelstahlsiebe reingeschweißt
18	Durchflussmesser	Ovalradzähler	$\dot{V}_L = 0 - 250 \text{ l/h}$	OI 06 Ag41 USTIM Bopp + Reuther	Messgenauigkeit $\pm 1\%$ v.M.
19	Destillatbehälter	Vorratsbehälter aus ST 1.4571	$V = 200 \text{ l}$ ; $p_{max} = 15 \text{ bar}$	- / EPS	TÜV geprüft
20	Kugelhahn	Absperrhahn für Montagezwecke			
21	Edelstahlzahnradpumpe	Fördert Fluid zur Versuchsanlage	$\dot{V}_{L,max} = 200 \text{ l/h}$ bei $p_{L,max} = 16 \text{ bar}$	- / Gather Industrie	Mit FU von Siemens
22	Durchflussmesser	Ovalradzähler	$\dot{V}_L = 0 - 180 \text{ l/h}$	OI 06 Ag41 USTIM Bopp + Reuther	Messgenauigkeit $\pm 1\%$ v.M.
23	Keramikheizbänder	Erhitzen des Fluids	$P_{el} = 12 \text{ kW}$	- / Mickenhagen	Regelgenauigkeit $\Delta T = 1 \text{ K}$
24	Thermostat und Wärmetauscher	Einstellung der Fluidtemperatur	$T_{L,max} < 575 \text{ K}$ ; $\dot{Q}_{L,max} = 6 \text{ kW}$	- / Lauda; Swep	Regelgenauigkeit $\Delta T = \pm 0,1 \text{ K}$
25	Durchflussmesser	Blende	$\dot{V}_{\dot{O}l} = 0 - 0,2 \text{ l/s}$	PDO-PDM 25 Endress + Hauser	Messgenauigkeit 1% v.E.
26	Industriethermostat	Erhitzen des Ölkreislaufs	$P_{el} = 13 \text{ kW}$ ; $\dot{M}_{\dot{O}l} < 0,2 \text{ kg/s}$ ; $T_{\dot{O}l} < 600 \text{ K}$	ITH 250 / Lauda	Regelgenauigkeit $\Delta T = \pm 0,1 \text{ K}$

## Abbildungen

**Messung**

**Eingabedaten**

Bilder: G:\100406 CHR SM (H) str\SM\120

Massstab: IR SM (H) str/Glassmassstab/cam001000003.bmp

Nullbild: M (H) str/SM/Nullbild danach/cam001000007.bmp

**Ausrichtung**

Start

Stop

04:25

**Trennzeichen**

☒ Semikolon ☐ Tabstop ☐ Komma ☐ Leerzeichen

**Einstellungen**

Gesamtzeit in Sekunden: 2 Bereich: Massstab einstellen

**Ergebnisse**

Bilder		Bereich		Filmhöhe in micro meter	
Anzahl Bilder	8192	Point 1	3	Mittel	412
Bilder pro Sekunde	4096	Point 2	253	Max	2376
Pixel pro mm	77	Anzahl	250	Min	0
Überschreitungen	0	Grauwert	99		

**Festlegen der Nulllinie**

Werte Einlesen Gestartet

Zusammenfassung in micro meter

Min, 0

Max, 2376

Mittel, 412

calculation end

100%

Beenden

Abb. A.1: Benutzeroberfläche des SG-Auswerteprogramms

# Literaturverzeichnis

- [1] ADOMEIT, P.: *Experimentelle Untersuchung der Strömung laminar-welliger Riesel-filme*, RWTH-Aachen, Diss., 1996
- [2] ADOMEIT, P. ; LEEFKEN, A. ; RENZ, U.: Experimental and numerical investigations on wavy films. In: *3rd European Thermal Science Conference* Bd. 2. Heidelberg, Germany, 10.-13.09. 2000, S. 1003–1009
- [3] ADOMEIT, P. ; RENZ, U.: Hydrodynamics of three-dimensional waves in laminar falling films. In: *International Journal of Multiphase Flow* 26 (2000), S. 1183–1208
- [4] AIGNER, M.: *Charakterisierung Der Bestimmenden Einflussgrößen Bei Der Luft-gestützten Zerstäubung: Physikalische Grundlagen Und Messtechnische Erfassung*, Universität Karlsruhe, Diss., 1986
- [5] AL-SIBAI, F.: *Experimentelle Untersuchung der Strömungscharakteristik und des Wärmeübergangs bei welligen Rieselfilmen*, RWTH-Aachen, Diss., 2004
- [6] AL-SIBAI, F. ; LEEFKEN, A. ; LEL, V.V. ; RENZ, U.: MEASUREMENTS OF TRANSPORT PHENOMENA IN THIN WAVY FILMS. In: *Conference on Transport Phenomena with Moving Boundaries*. Berlin, Germany, 09.-10.10. 2003
- [7] AL-SIBAI, F. ; LEEFKEN, A. ; RENZ, U.: Local and instantaneous distribution of heat transfer rates through wavy films. In: *Int. J. Therm. Sci.* 41 (2002), S. 658–663
- [8] ALEKSEENKO, S.V. ; ANTIPIN, V.A. ; GUZANOV, V.V. ; KHARLAMOV, S.M. ; MARKOVICH, D.M.: Three-dimensional solitary waves on falling liquid film at low Reynolds numbers. In: *PHYSICS OF FLUIDS* 17 (2005)
- [9] ALEKSEENKO, S.V. ; BOBYLEV, A.V. ; EVSEEV, A.R. ; KARSTEN, V.M. ; MARKOVICH, D.M. ; TARASOV, B.V.: Measurements of the Liquid-Film Thickness by a Fiber-Optic Probe. In: *Instruments and Experimental Techniques* 46 (2003), Nr. 2, S. 260–264

- [10] ALEKSEENKO, S.V. ; MARKOVICH, D.M. ; KHARLAMOV, S.M. ; CHERDANTSEV, A.V.: Experimental Study of the Linear Stability of a Falling Liquid Film in the Presence of a Turbulent Gas Stream. In: *Fluid Dynamics* 39 (2004), Nr. 4, S. 612 – 620
- [11] ALEKSEENKO, S.V. ; NAKORYAKOV, V.E.: Instability of a liquid film moving under the effect of gravity and gas flow. In: *Int. J. Heat and Mass Transfer* 38 (1995), Nr. 11, S. 2127–2134
- [12] ALEKSEENKO, S.V. ; NAKORYAKOV, V.E. ; POKUSAEV, B.G.: *Wave flow of liquid films*. Bd. 2. Begell House, Inc, USA, 1994
- [13] ALHUSSEINI, A.A. ; TUZLA, K. ; CHEN, J.C.: Falling film evaporation of single component liquids. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 41 (1998), Nr. 12, S. 1623–1632
- [14] AMBROSINI, W. ; FORGIONE, N. ; ORIOLO, F.: Statistical characteristics of a water film falling down a flat plate at different inclinations and temperatures. In: *International Journal of Multiphase Flow* 28 (2002), S. 1521–1540
- [15] AN, P. ; LI, J. ; JACKSON, J.D.: Study of the cooling of a uniformly heated vertical tube by an ascending flow of air and a falling water film. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 20 (1999), S. 268–279
- [16] ARANA, C.A. ; SEKAR, B. ; MAWID, M.A. ; GRAVES, C.B.: Determination of Thermoacoustic Response in a Demonstrator Gas Turbine Engine. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 124 (2002), S. 46–57
- [17] ARGYRIADI, K. ; VLACHOGIANNIS, M. ; BONTZOGLU, V.: Experimental study of inclined film flow along periodic corrugations: The effect of wall steepness. In: *PHYSICS OF FLUIDS* 18 (2006), S. 1–15
- [18] ASALI, J.C. ; HANRATTY, T.J.: RIPPLES GENERATED ON A LIQUID FILM AT HIGH GAS VELOCITIES. In: *Int. J. Multiphase Flow* 19 (1993), Nr. 2, S. 229–243
- [19] AVIES, M.L. ; MAUN, A.H. ; IVERSEN, V. ; AURACHER, H. ; WOZNY, G.: HIGH FREQUENCY NEEDLE PROBES FOR TIME-AND SPACE-CHARACTERISTIC MEASUREMENTS OF FALLING FILMS ON SMOOTH AND ENHANCED SURFACES. In: *6th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics*. Matsushima, Miyagi, Japan, 17.-21.04. 2005
- [20] BAUER, H-J.: *Überprüfung numerischer Ansätze zur Beschreibung turbulenter elliptischer Strömungen in komplexen Geometrien mit Hilfe konturangepaßter Koordinaten*, Universität Karlsruhe, Diss., 1989

- [21] BAUMANN, W.W.: *Modellierung und Berechnung des Wärme- und Stoffübergangs bei der Verdunstung eines binären Flüssigkeitsfilms in turbulenter Gasströmung*, TU-Berlin, Diss., 1988
- [22] BAUMANN, W.W. ; THIELE, F.: Heat and mass transfer in evaporating two-component liquid film flow. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 33 (1990), Nr. 2, S. 267–273
- [23] BOHN, M.S. ; DAVIS, S.H.: Thermocapillary breakdown of falling liquid films at high Reynolds numbers. In: *Int. J. of Heat Mass Transfer* 36 (1993), Nr. 7, S. 1875–1881
- [24] BONITZ, R. ; GRABBERT, G.: *Verweilzeituntersuchungen als Mittel zur Modellierung des Impuls-, Stoff- und Wärmetransports in welligen Rieselfilmen*. Bd. A 856. Freiburger Forschungshefte TU Bergakademie Freiberg, 1999
- [25] BOSNJAKOVIC, F.: *Technische Thermodynamik II*. 6. Darmstadt : Steinkopff Verlag, 1997
- [26] BRANDT, M.: *Lasermesstechnische Untersuchung der Kerosinverdampfung und -mischung für die magere Vormischverbrennung unter erhöhtem Druck*, DLR, Diss., 1999
- [27] BRAUER, H.: Strömung und Wärmeübergang bei Rieselfilmen. In: *VDI-Forschungsheft* 457 (1956), Nr. 22
- [28] BRAUNER, N. ; MARON, D.M.: CHARACTERISTICS OF INCLINED THIN FILMS, WAVINESS AND THE ASSOCIATED MASS TRANSFER. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 25 (1982), Nr. 1, S. 99–110
- [29] BRAUNER, N. ; MARON, D.M.: MODELING OF WAVY FLOW IN INCLINED THIN FILMS. In: *Chemical Engineering Science* 38 (1983), Nr. 5, S. 775–788
- [30] BUSAM, S. ; EBNER, J. ; WITTIG, S.: AN EXPERIMENTAL STUDY OF LIQUID FILM THICKNESS IN ANNULAR AIR/OIL FLOW IN A VERTICAL PIPE USING A LASER FOCUS DISPLACEMENT METER. In: *Proceedings of the 46th ASME Turbo EXPO*. New Orleans, Louisiana, 04.-07.06. 2001
- [31] CHINNOV, E.A. ; KABOV, O.A.: JET FORMATION IN GRAVITATIONAL FLOW OF A HEATED WAVY LIQUID FILM. In: *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* 44 (2003), Nr. 5, S. 708–715
- [32] CHINNOV, E.A. ; NAZAROV, A.D. ; KABOV, O.A. ; SEROV, A.F.: MEASUREMENT OF WAVE CHARACTERISTICS OF A NON-ISOTHERMAL LIQUID



- FILM BY THE CAPACITANCE METHOD. In: *Thermophysics and Aeromechanics* 11 (2004), Nr. 3, S. 429–435
- [33] CHINNOV, E.A. ; SHARINA, I.A. ; KABOV, O.A.: INTENSIFICATION OF HEAT TRANSFER IN A DOWNWARD LIQUID-FILM FLOW. In: *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* 45 (2004), Nr. 5, S. 705–711
- [34] CHU, K.J. ; DUKLER, A.E.: Statistical Characteristics of Thin, Wavy Films: Part II. Studies of the Substrate and its Wave Structure. In: *AIChE Journal* 20 (1974), Nr. 4, S. 695–706
- [35] CHU, K.J. ; DUKLER, A.E.: Statistical Characteristics of Thin, Wavy Films: III. Structure of the Large Waves and their Resistance of Gas Flow. In: *AIChE Journal* 21 (1975), Nr. 3, S. 583–593
- [36] CHUN, K.R. ; SEBAN, R.A.: Heat Transfer to Evaporating Liquid Films. In: *Journal of Heat Transfer* (1971), S. 391–396
- [37] CHURCHILL, S.W.: Comprehensive Correlating Equations for Heat, Mass and Momentum Transfer in Fully Developed Flow in Smooth Tubes. In: *Ind. Eng. Chem.* 16 (1977), Nr. 1, S. 109–116
- [38] COLLIER, J.G. ; HEWITT, G.F.: FILM THICKNESS MEASUREMENT IN TWO-PHASE FLOW. In: *BRITISH CHEMICAL ENGINEERING* 12 (1967), Nr. 5, S. 709–715
- [39] DIETZ, G. ; LEL, V. ; KNEER, R.: Experimental Investigation and Modeling of Stable, Wavy Film Flow. In: *Proc. 3rd International Berlin Workshop – IBW3 on Transport Phenomena with Moving Boundaries*. Berlin, Germany, 2005, S. 159–183
- [40] DROSOS, E.I.P. ; PARAS, S.V. ; KARABELAS, A.J.: Characteristics of developing free falling films at intermediate Reynolds and high Kapitza numbers. In: *International Journal of Multiphase Flow* 30 (2004), S. 853–876
- [41] DROSOS, E.I.P. ; PARAS, S.V. ; KARABELAS, A.J.: Counter-current gas-liquid flow in a vertical narrow channel - Liquid Film characteristics and flooding phenomena. In: *International Journal of Multiphase Flow* 32 (2006), S. 51–81
- [42] DUKLER, A.E. ; BERGELIN, O.P.: CHARACTERISTICS OF FLOW IN FALLING LIQUID FILMS. In: *Chemical Engineering Progress* 48 (1952), Nr. 11, S. 557–563
- [43] EBNER, J.: *Einfluss von Druckgradienten in der Gasströmung auf die Dynamik schubspannungsgetriebener Wandfilme*, Universität Karlsruhe, Diss., 2004

- [44] ELSÄSSER, A. ; SAMENFINK, W. ; EBNER, J. ; DULLENKOPF, K. ; WITTIG, S.: Dynamics of Shear-driven Liquid Films. In: *7th International Conference on Laser Anemometry*. Karlsruhe, Germany, 08.-11.09. 1997
- [45] ELSÄSSER, A. ; SAMENFINK, W. ; EBNER, J. ; DULLENKOPF, K. ; WITTIG, S.: EFFECT OF VARIABLE LIQUID PROPERTIES ON THE FLOW STRUCTURE WITHIN SHEAR-DRIVEN WALL FILMS. In: *9th International Symposium on Application and Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal, 13.-16.09. 1998
- [46] EVSEEV, A.R.: Liquid Film Thickness Measurement by the Fiber-Optical Probe. In: *Heat Transfer Research* 29 (1998), Nr. 6-8, S. 535–543
- [47] FUJITA, H ; KATHO, K. ; TAKAHAMA, H.: Falling Water Films over a Ring Attached to a Vertical Cylinder. In: *Bulletin of JSME* 28 (1985), Nr. 241, S. 1401–1408
- [48] FUJITA, T. ; UEDA, T.: HEAT TRANSFER TO FALLING LIQUID FILMS AND FILM BREAKDOWN-I. In: *Int. J. of Heat Mass Transfer* 21 (1978), S. 97–108
- [49] FUJITA, T. ; UEDA, T.: HEAT TRANSFER TO FALLING LIQUID FILMS AND FILM BREAKDOWN-II. In: *Int. J. of Heat Mass Transfer* 21 (1978), S. 109–118
- [50] FULFORD, G.D.: THE FLOW OF LIQUIDS IN THIN FILMS. In: *Advan. Chem. Eng.* 5 (1964), S. 151–236
- [51] GAMBARYAN-ROISMAN, T. ; STEPHAN, P.: Analysis of Falling Film Evaporation on Grooved Surfaces. In: *Journal of Enhanced Heat Transfer* 10 (2003), Nr. 4, S. 445–457
- [52] GHAJAR, A.J. ; TAM, L.M.: Heat Tansfer Measurements and Correlations in the Transition Region for a Circular Tube with Three Different Inlet Configurations. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 8 (1994), S. 79–90
- [53] GNIELINSKI, V.: Neue Gleichungen für den Wärme- und den Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen. In: *Sonderdruck aus Forschung im Ingenieurwesen* (1975), Nr. 1, S. 8–16
- [54] GNIELINSKI, V.: Ein neues Berechnungsverfahren für die Wärmeübertragung im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Rohrströmung. In: *Forschung im Ingenieurwesen* 61 (1995), Nr. 9, S. 240–248
- [55] HANRATTY, T.J. ; HERSHMAN, A.: Initiation of Roll Waves. In: *A.I.Ch.E. Journal* 7 (1961), Nr. 3, S. 488–497

- [56] HAUSEN, H.: Darstellung des Wärmeüberganges in Rohren durch verallgemeinerte Potenzbeziehungen. In: *Z. VDI-Beiheft Verfahrenstechnik* (1943), Nr. 4, S. 91–98
- [57] HELBIG, K. ; NASAREK, R. ; GAMBARYAN-ROISMAN, T. ; STEPHAN, P.: EFFECT OF LONGITUDINAL MINI-GROOVES ON FLOW STABILITY AND WAVE CHARACTERISTICS OF FALLING LIQUID FILMS. In: *Proceedings of the 5th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels*. Puebla, Mexico, 18.-20.06. 2007
- [58] HIMMELSBACH, J.: *Zweiphasenströmungen mit schubspannungsgetriebenen welligen Flüssigkeitsfilmen in turbulenter Heißluftströmung - Meßtechnische Erfassung und numerische Beschreibung*, Universität Karlsruhe, Diss., 1992
- [59] HIMMELSBACH, J. ; NOLL, B. ; WITTIG, S.: Experimental and numerical studies of evaporating wavy fuel films in turbulent air flow. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 37 (1994), Nr. 8, S. 1217–1226
- [60] HÄRKÖNEN, M. ; AULA, A. ; AITOMÄKI, A.: Heat Transfer and Hydrodynamics of Falling Liquid Films. In: *ACTA POLYTECHNICA SCANDINAVICA MECHANICAL ENGINEERING SERIES* (1994), Nr. 115
- [61] ISHIGAI, S. ; NAKANISI, S. ; KOIZUMI, T. ; OYABI, Z.: Hydrodynamics and Heat Transfer of Vertical Falling Liquid Films. In: *Bulletin JSME* 15 (1972), Nr. 83, S. 594–602
- [62] JOHNEN, T.W.: *Quantifizierung der zeitlichen Entwicklung von Kraftstofffilmen an der Wand von motorischen Saugrohren*, RWTH-Aachen, Diss., 1995
- [63] JOHNSON, M.F.G. ; SCHLUTER, R.A. ; MIKSIS, M.J. ; BANKOFF, S.G.: Experimental study of rivulet formation on an inclined plate by fluorescent imaging. In: *J. Fluid Mech.* 394 (1999), S. 339–354
- [64] KABOV, O.A. ; DYATLOV, A.V. ; MARCHUK, I.V.: Heat Transfer from a Small-Size Heater to a Falling Liquid Film. In: *Heat Transfer Research* 30 (1999), Nr. 1-3, S. 96–102
- [65] KABOV, O.A. ; MARCHUK, I.V.: Infrared Study of the Liquid Film Flowing on Surface with Nonuniform Heat Flux Distribution. In: *Heat Transfer Research* 29 (1998), Nr. 6-8, S. 544–562
- [66] KALIBRIERDIENST, Deutscher: *Kalibrierung von Thermoelementen*. Richtlinie DKD-R 5-3. DKD, 2000

- [67] KANG, H.C. ; KIM, M.H.: Measurement of three-dimensional wave form and interfacial area in air-water stratified flow. In: *Nuclear Engineering and Design* 136 (1992), S. 347–360
- [68] KANG, H.C. ; KIM, M.H.: THE DEVELOPMENT OF A FLUSH-WIRE PROBE AND CALIBRATION METHOD FOR MEASURING LIQUID FILM THICKNESS. In: *Int. J. Multiphase Flow* 18 (1992), Nr. 3, S. 423–437
- [69] KAPITZA, P.L.: WAVE FLOW OF THIN LAYERS OF A VISCOUS FLUID. In: *Collected Papers of P.L.* Düsseldorf : Pergamon Press, Oxford, 1967, S. 662–709
- [70] KARAPANTSIOS, T.D. ; KARABELAS, A.J.: LONGITUDINAL CHARACTERISTICS OF WAVY FALLING FILMS. In: *Int. J. Multiphase Flow* 21 (1995), Nr. 1, S. 119–127
- [71] KARIMI, G. ; KAWAJI, M.: An experimental study of freely falling films in a vertical tube. In: *Chemical Engineering Science* 53 (1998), Nr. 20, S. 3501–3512
- [72] KARIMI, G. ; KAWAJI, M.: Flow characteristics and circulatory motion in wavy falling films with and without counter-current gas flow. In: *International Journal of Multiphase Flow* 25 (1999), S. 1305–1319
- [73] KITAGAWA, T. ; TORII, K. ; NISHINO, K.: Heat Transfer of Air-Water Dispersed Flow in a Vertical Pipe. In: *Heat Transfer - Japanese Research* 27 (1998), Nr. 4
- [74] KOCKMANN, N.: *Belagbildung bei Suspensionsströmung im vertikalen Fallfilm*. Fortschritt-Berichte VDI, VDI Verlag, Reihe 3, Nr.477, 1997
- [75] KOSKIE, J. E. ; MUDAWAR, I. ; TIEDERMAN, W. G.: PARALLEL-WIRE PROBES FOR MEASUREMENT OF THICK LIQUID FILMS. In: *Int. J. Multiphase Flow* 15 (1989), Nr. 4, S. 521–530
- [76] KUNKEL, M. ; SCHULZE, J.: Mittendicke von Linsen berührungslos messen. In: *Sonderdruck aus Photonik* Bd. 6. 2004
- [77] LEHNBERGER, A.: *Wärmeübergang im Fallfilmverdampfer mit glatten und profilierten Rohren bei kleinen Temperaturgefällen*. Fortschritt-Berichte VDI, VDI Verlag, Reihe 3, Nr.734, 2002
- [78] LEL, V.V. ; AL-SIBAI, F. ; LEEFKEN, A. ; RENZ, U.: Local thickness and wave velocity measurement of wavy films with a chromatic confocal imaging method and a fluorescence intensity technique. In: *Experiments in Fluids* 39 (2005), S. 856–864

- [79] LEL, V.V. ; LEEFKEN, A. ; AL-SIBAI, F. ; RENZ, U.: Extension of the Chromatic Confocal Imaging Method for Local Thickness Measurements of Wavy Films. In: *5th International Conference on Multiphase Flow, ICMF'04* Bd. 155. Yokohama, Japan, 30.05. 2004
- [80] LEUTHNER, S.: *Messungen und Modellierungen zum Energie- und Stofftransport in Fallfilmen*. Fortschritt-Berichte VDI, VDI Verlag, Reihe 3, Nr.594, 1999
- [81] LEUTHNER, S. ; AURACHER, H.: A HIGH FREQUENCY IMPEDANCE PROBE FOR WAVE STRUCTURE IDENTIFICATION OF FALLING FILMS. In: *35th European Two-Phase Flow Group Meeting*. Brüssel, Belgium, 06.-07.06. 1997
- [82] LEUTHNER, S. ; MAUN, A. H. ; AURACHER, H.: A HIGH FREQUENCY IMPEDANCE PROBE FOR WAVE STRUCTURE IDENTIFICATION OF FALLING FILMS. In: *Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98*. Lyon, France, 08.-12.06. 1998
- [83] LIOUMBAS, J.S. ; NYDAL, O.J. ; PARAS, S.V.: STUDY OF FREE FALLING LIQUID LAYER IN INCLINED PIPES: EFFECT OF DIAMETER AND INCLINATION ANGLE. In: *3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation*. Pisa, Italy, 22.-24.09. 2004
- [84] LIOUMBAS, J.S. ; PARAS, S.V. ; KARABELAS, A.J.: Co-current stratified gas-liquid downflow - Influence of the liquid flow field on interfacial structure. In: *International Journal of Multiphase Flow* 31 (2005), S. 869–896
- [85] LYU, T.H. ; MUDAWAR, I.: Statistical investigation of the relationship between interfacial waviness and sensible heat transfer to a falling liquid film. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 34 (1991), Nr. 6, S. 1451–1464
- [86] MAUN, A. H.: *Experimentelle Untersuchungen zum Wärmeübergang an verdampfenden Fallfilmen binärer Gemische*. Fortschritt-Berichte VDI, VDI Verlag, Reihe 3, Nr.819, 2004
- [87] MEOLA, C. ; CARLOMAGNO, G. M.: Recent advances in the use of infrared thermography. In: *Meas. Sci. Technol.* 15 (2004), S. 27–58
- [88] MORAN, K. ; INUMARU, J. ; KAWAJI, M.: Instantaneous hydrodynamics of a laminar wavy liquid film. In: *International Journal of Multiphase Flow* 28 (2002), S. 731–755
- [89] MOSTOFIZADEH, C. ; STEPHAN, K.: Strömung und Wärmeübergang bei der Oberflächenverdampfung und Filmkondensation. In: *Wärme- und Stoffübertragung* 15 (1981), S. 93–115

- [90] MOUZA, A.A. ; VLACHOS, N.A. ; PARAS, S.V. ; KARABELAS, A.J.: Measurement of liquid film thickness using a laser light absorption method. In: *Experiments in Fluids* 28 (2000), S. 355–359
- [91] MUDAWAR, I. ; HOUPY, R.A.: Measurement of mass and momentum transport in wavy-laminar falling liquid films. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (1993), Nr. 17, S. 4151–4161
- [92] NASAREK, R.: *Messung und numerische Berechnung des Wärme- und Stofftransports in Flüssigkeitsfilmen auf strukturierten und unstrukturierten Oberflächen*, FG Technische Thermodynamik, TU- Darmstadt, Diplomarbeit, 2005
- [93] NOSOKO, T. ; MIYARA, A.: The evolution and subsequent dynamics of waves on a vertically falling liquid film. In: *PHYSICS OF FLUIDS* 16 (2004), Nr. 4, S. 1118–1126
- [94] NUSSELT, W.: Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. In: *ZEITSCHRIFT DES VEREINES DEUTSCHER INGENIEURE* 60 (1916), Nr. 27, S. 541–546
- [95] PARK, C.D. ; NOSOKO, T.: Three-Dimensional Wave Dynamics on a Falling Film and Associated Mass Transfer. In: *AIChE Journal* 49 (2003), Nr. 11, S. 2715–2727
- [96] PARK, C.D. ; NOSOKO, T. ; MIYARA, A. ; NAGATA, T. ; RO, S.T.: Shadowgraphic observation of surface waves on a water film falling inside a vertical tube and the associated gas absorption. In: *12th International Heat Transfer Conference* Bd. 3. Grenoble, France, 18.-23.08. 2002, S. 51–56
- [97] PAVLENKO, A.N. ; LEL, V.V. ; SEROV, A.F. ; NAZAROV, A.D.: FLOW DYNAMICS OF AN INTENSIVELY EVAPORATING WAVE FILM OF A LIQUID. In: *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* 42 (2001), Nr. 3, S. 475–481
- [98] PETUKHOV, B.S.: Heat transfer and friction in turbulent pipe flow with variable properties. In: *Proc. XIV ISABE* 6 (1970), Nr. 9, S. 503–564
- [99] PFEIFFER, A.: *Entwicklung einer keramischen Kleingasturbinen-Brennkammer: Neue Möglichkeiten zur Schadstoffarmen Verbrennungsführung*, Universität Karlsruhe, Diss., 1992
- [100] ROSSKAMP, H. ; ELSÄSSER, A. ; SAMENFINK, W. ; MEISL, J. ; WILLMANN, M. ; WITTIG, S.: AN ENHANCED MODEL FOR PREDICTING THE HEAT TRANSFER TO WAVY SHEAR-DRIVEN LIQUID WALL FILMS. In: *Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98*. Lyon, France, 08.-12.06. 1998

- [101] ROSSKAMP, H. ; WILLMANN, M. ; WITTIG, S.: Heat up and evaporation of shear driven liquid wall films in hot turbulent air flow. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 19 (1998), S. 167–172
- [102] SAMENFINK, W. ; ELSÄSSER, A. ; WITTIG, S. ; DULLENKOPF, K.: INTERNAL TRANSPORT MECHANISMS OF SHEAR-DRIVEN LIQUID FILMS. In: *EIGHTH INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON APPLICATIONS OF LASER TECHNIQUES TO FLUID MECHANICS*. Lisbon, Portugal, 08.-11.07. 1996
- [103] SAMENFINK, W. ; ELSÄSSER, S. ; EBNER, K. ; DULLENKOPF, K. ; WITTIG, S.: Experimentelle Charakterisierung saugrohrtypischer Wandfilme. ITS Universität Karlsruhe, 1997
- [104] SATTELMAYER, T.F.: *Zum Einfluß der ausgebildeten, turbulenten Luft-Flüssigkeitsfilm-Strömung auf den Filmzerfall und die Tropfenbildung am Austritt von Spalten geringer Höhe*, Universität Karlsruhe, Diss., 1985
- [105] SCHOBER, P. ; EBNER, J. ; SCHÄFER, O. ; WITTIG, S.: Experimental Study on the Effect of a Strong Negative Pressure Gradient on a Shear-driven Liquid Fuel Film. In: *Ninth International Conference on Liquid Atomisation and Spray Systems*. Sorrento, Italy, 13.-18.07. 2003
- [106] SCHULZE, H.: *Fallfilmverdampfung und Kondensation an glatten und längsprofilerten Rohren*. Fortschritt-Berichte VDI, VDI Verlag, Reihe 6, Nr.144, 1984
- [107] SERIZAWA, A. ; KAMEI, T. ; NAGANE, K. ; TAKAHASHI, O. ; KAWARA, Z.: NON-INTRUSIVE MEASUREMENT OF DYNAMIC BEHAVIOR OF A LIQUID FILM FLOW. In: *Proc. of the German-Japanese Symposium on Multi-Phase Flow*. Karlsruhe, Germany, 23.-25.08. 1994
- [108] SHMERLER, J.A. ; MUDAWAR, I.: Lokal heat transfer coefficient in wavy free-falling turbulent liquid films undergoing uniform sensible heating. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 31 (1988), Nr. 1, S. 67–77
- [109] SPINDLER: Einfluss von Druck, Temperatur und Strömung auf die Filmverdampfung in Brennkammern von Gasturbinen / TU München, Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Kraftfahrzeuge IVKK. 1999 ( 366-144). – Hu 100/12
- [110] STEPHAN, K. ; MAYINGER, F.: *Thermodynamik*. Bd. 13. Springer Verlag, 1990
- [111] TAKAMASA, T. ; KOBAYASHI, K.: Measuring interfacial waves on film flowing down tube inner wall using laser focus displacement meter. In: *International Journal of Multiphase Flow* 26 (2000), S. 1493–1507

- [112] TAM, L.M. ; GHAJAR, A.J.: Transitional Heat Transfer in Plain Horizontal Tubes. In: *Heat Transfer Engineering* 27 (2006), Nr. 5, S. 23–28
- [113] TAYLOR, J.R.: *Fehleranalyse: Eine Einführung in die Untersuchung von Unsicherheiten in physikalischen Messungen*. VCH Verlagsgesellschaft, 1988 (1)
- [114] TELLES, A.S. ; DUKLER, A.E.: Statistical Characteristics of Thin, Vertical, Wavy, Liquid Films. In: *Ind. Eng. Chem Fundam.* 9 (1970), Nr. 3, S. 412–421
- [115] TROPEA, C. ; DAMASCHKE, N. ; NOBACH, H.: *Messtechnik I*. Shaker Verlag, 2003
- [116] VDI-WÄRMEATLAS: Springer, 2004
- [117] WEBBOOK. *National Institution of standards and technology*. [www.nist.gov](http://www.nist.gov). 2005
- [118] WEISE, F. ; SCHOLL, S.: EFFECTS OF ENHANCED WAVE DEVELOPMENT AND VARYING WALL SUPERHEAT ON THE BOILING OF PURE LIQUIDS WITH INCREASED VISCOSITY IN A FALLING FILM EVAPORATOR. In: *ECI International Conference on Boiling Heat Transfer*. Spoleto, Italy, 07.-12.05. 2006
- [119] WILKE, W.: *Wärmeübergang an Rieselfilme*. VDI-Verlag : VDI-Forschungsheft 490, 1962
- [120] WITTIG, S. ; ELSÄSSER, A. ; SAMENFINK, W. ; EBNER, J. ; DULLENKOPF, K.: VELOCITY PROFILES IN SHEAR-DRIVEN LIQUID FILMS: LDV-MEASUREMENTS. In: *EIGHT INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON APPLICATIONS OF LASER TECHNIQUES TO FLUID MECHANICS*. Lisbon, Portugal, 08.-11.07. 1996
- [121] WURZ, D.: *Experimentelle Untersuchung des Strömungsverhaltens dünner Wasserfilme und deren Rückwirkungen auf einen gleichgerichteten Luftstrom mäßiger bis hoher Unterschallgeschwindigkeit*, Universität Karlsruhe, Diss., 1971
- [122] ZAITSEV, D.V. ; KABOV, O.A. ; EVSEEV, A.R.: Measurement of locally heated liquid film thickness by a double-fiber optical probe. In: *Experiments in Fluids* 34 (2003), S. 748–754



# LEBENS LAUF

## PERSÖNLICHE DATEN

Name: Klaus Helbig  
Anschrift: Buchenlandweg 2  
64295 Darmstadt  
Telefon: 01773052112  
Geburtsdatum: 12. April 1974  
Geburtssort: Ruit/ Esslingen

## SCHULE UND STUDIUM

08/84 - 06/93 Johann-Heinrich-Voß-Gymnasium, Eutin  
10/95 - 03/01 Maschinenbaustudium an der Universität Hannover mit  
Abschluss als Diplom-Ingenieur  
01/00 - 06/00 Auslandsaufenthalt Peterhead, Schottland, Siemens-  
KWU Fachpraktikum und Werksstudent: Inbetriebset-  
zung GuD-Kraftwerk

## BERUFLICHE TÄTIGKEITEN

04/01 - 10/06 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Tech-  
nische Thermodynamik der Technischen Universität  
Darmstadt  
seit 11/06 Alstom Power Service GmbH, Mannheim: Forschung  
und Entwicklung, Verantwortlich für Diagnosemethoden  
für Dampfturbinen

## WEHRDIENST

07/93 - 06/95 Ausbildung zum Reserveoffizier  
07/96 Beförderung zum Leutnant d. R.

## SONSTIGES

07/01 - 10/06 Obmann und Übungsgruppenleiter Hochschulsport  
Darmstadt Abteilung Handball, Beachhandball